UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ÈME CYCLE

SPÉCIALITÉ OPTIQUE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

PAR

PATRICE MARTINOT

SUJET : BISTABILITÉ OPTIQUE PAR EXCITATION RÉSONNANTE DE PLASMONS DE SURFACE

SOUTENUE LE 30 JUIN 1983 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. M. SAUZADE — PRÉSIDENT
C. FLYTZANIS
C. IMBERT
MME S. LAVAL
M. J.L. OUDAR

UNIV. LIBRARY

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

SPÉCIALITÉ OPTIQUE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

PAR

PATRICE MARTINOT

SUJET : BISTABILITÉ OPTIQUE PAR EXCITATION RÉSONNANTE DE PLASMONS DE SURFACE

SOUTENUE LE 30 JUIN 1983 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. M. SAUZADE — PRÉSIDENT
C. FLYTZANIS
C. IMBERT
MME S. LAVAL
M. J.L. OUDAR

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. SAUZADE qui m'a accueilli à l'Institut d'Electronique Fondamentale et m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Messieurs C. FLYTZANIS Directeur de Recherche à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau, C. IMBERT, Professeur à l'I.O.T.A. à Orsay, J.L. OUDAR, Ingénieur au CNET à Bagneux, de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail en acceptant de le juger.

Je veux exprimer toute ma gratitude à Madame S. LAVAL qui a proposé le sujet et assumé, secondéepar A. KOSTER, la lourde tâche de guider un jeune chercheur parmi les difficultés qui le guettent.

Je remercie l'ensemble des membres du groupe au sein duquel j'ai travaillé pour l'ambiance sympathique qu'ils entretiennent et le soutien constant qu'ils m'ont accordé.

Je suis redevable à Messieurs B. ABECASSIS et M. COIGNARD pour la compétence technique qu'ils ont obligeamment apportée à la réalisation du dispositif expérimental.

W. CARVALHO et D. RIVIERE de l'I.O.T.A. m'ont aidé au début de ce travail au cours de discussions intéressantes. Qu'ils en soient vivement remerciés. C'est également à l'I.O.T.A. qu'a été réalisée la délicate partie optique de la cuve utilisée lors des expériences.

Le tirage de cette thèse a été assuré par Madame FALCETTA, que je remercie sincèrement pour son dévouement.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION

CHAPITRE I - La bistabilité optique

I.1 - Généralités sur les dispositifs bistables 3

I.1.1 - Définition

I.1.2 - Bistabilité dans les systèmes à contre-réaction

I.2 - Bistabilité optique dans une cavité Fabry-Pérot contenant un milieu non linéaire 7

I.2.1 - Principe

I.2.2 - Théorie

I.3 - Les différents types de dispositifs bistables optiques 12

I.3.1 - Les dispositifs à cavité Fabry-Perot

I.3.2 - Les dispositifs hybrides intégrés

I.3.3 - Les dispositifs intrinsèques sans cavité Fabry-Pérot

I.3.3.1 - Interface non linéaire

I.3.3.2 - Auto-focalisation dans un milieu non linéaire

I.3.3.3 - Modes de surface en présence d'un matériau non linéaire.

CHAPITRE II - Les plasmons de surface

II.1 - Les plasmons de volume 17

II.1.1 - Définition

II.1.2 - Relation de dispersion

II.2 - Les plasmons de surface 20

II.3 - Excitation optique des plasmons de surface 26

II.3.1 - Réseau de diffraction

II.3.2 - Réflexion totale frustrée

II.4 - Etude de la réflexion totale frustrée 27

II.4.1 - Configurations expérimentales

II.4.2 - Relation de dispersion

II.5 - Etude du facteur de réflexion 29

CHAPITRE III - Bistabilité optique par excitation de plasmons de surface

III.1 - Principe de fonctionnement 35
III.1.1 - Régime thermique
III.1.2 - Effet Kerr optique

III.2 - Modèle simple 37
III.2.1 - Hypothèses
III.2.2 - Fonctionnement en régime thermique
III.2.3 - Effet Kerr optique

III.3 - Discussion 44
III.3.1 - Effet thermique
III.3.1.1 - Loi de variation de l'indice
III.3.1.2 - Propagation non rectiligne du faisceau
III.3.1.3 - Stationnarité.

III.3.2 - Régime de non linéarité par effet Kerr optique
III.3.2.1 - Effets transitoires et parasites
III.3.2.2 - Influence de la structure gaussienne du faisceau

CHAPITRE IV - Dispositif expérimental

IV.1 - Le système de couches minces 59
IV.1.1 - Les paramètres du système
IV.1.2 - Réalisation : la pulvérisation cathodique

IV.2 - Cuve thermostatée 69

IV.3 - Système optique 65
IV.3.1 - Les lasers
IV.3.2 - Modulateur
IV.3.3 - Détecteurs
IV.3.4 - Réglages

CHAPITRE V - Résultats expérimentaux

V.1 - Etudes préliminaires 69
V.1.1 - Rôle de la convergence
V.1.2 - Dimension de la tache focale
V.1.3 - Mesures absolues des intensités lumineuses et des angles

V.2 - Etude du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence 72

V.2.1 - Faible intensité lumineuse

V.2.2 - Mesures à forte intensité lumineuse

V.3 - Bistabilité optique en régime stationnaire 76

V.3.1 - Caractéristiques d'entrée-sortie

V.3.2 - Structure fine du faisceau de sortie

V.4 - Réponse temporelle 80

V.4.1 - Temps de montée, temps de descente

V.4.2 - Excitation périodique

CONCLUSION 83

ANNEXE 84

INTRODUCTION

La transmission d'informations par voie optique connaît un essor important, lié aux progrès récents dans la technologie d'élaboration des fibres optiques et dans la réalisation des diodes laser émettrices. On dispose actuellement de sources fiables et de câbles optiques à très faible atténuation, bien adaptés à la transmission de très hauts débits d'informations compte tenu de la fréquence élevée des ondes lumineuses porteuses. La gestion de l'information par des systèmes intégralement optiques s'ébauche progressivement à travers une analogie poussée entre l'optique et l'électronique. Sa concrétisation nécessite des éléments permettant de traiter un signal optique.

Un composant élémentaire, à partir duquel on peut réaliser des circuits logiques, est le dispositif bistable, qui peut présenter, pour un signal d'entrée donné, deux niveaux de sortie nettement différenciés. Les études sur la bistabilité optique se sont largement développées depuis une dizaine d'années, à la suite des premières propositions [1,2,3] et, en 1975, de la première démonstration expérimentale [4].

Les applications potentielles des dispositifs bistables optiques couvrent un large champ, et les recherches se sont multipliées dans le but d'améliorer leurs performances. L'intérêt s'est porté tout particulièrement sur des composants d'encombrement minimal, et dont la réponse est de plus en plus rapide. Dans cet esprit, nous avons étudié un dispositif dont le principe de fonctionnement est basé sur l'excitation par voie optique d'une onde de plasmons de surface, au travers d'un matériau non linéaire. Nous démontrons la possibilité de réaliser ainsi un dispositif bistable intrinsèque, c'est-à-dire entièrement optique. Notre dispositif permet de s'affranchir de la présence d'une cavité optique, dont le temps de remplissage peut limiter le temps de réponse. Ce dernier n'est plus limité que par les temps caractéristiques du milieu non linéaire. Ce principe ouvre la voie à un nouveau type de dispositifs ultra rapides.

Dans une première partie, nous rappelons tout d'abord ce qu'est un système bistable, puis indiquons les caractères essentiels de la bistabilité optique sur l'exemple particulier d'une cavité Fabry-Pérot contenant un milieu non linéaire entre ses miroirs. Suit une description sommaire des différents types de dispositifs utilisés pour obtenir la bistabilité optique.

Le second chapitre est consacré aux propriétés des plasmons de surface et à leur excitation par la méthode de la réflexion totale frustrée (ATR). Ces propriétés sont utilisées dans le dispositif que nous avons réalisé et dont le fonctionnement est décrit dans la troisième partie de ce travail. Nous montrons, par un modèle théorique simple, que la bistabilité peut être obtenue suivant le principe énoncé. La manière dont l'angle d'incidence influe sur la caractéristique est indiquée. Les non linéarités mises en jeu dans cette étude de faisabilité, sont des variations de l'indice de réfraction avec la température. Les prévisions du même modèle, pour un matériau présentant une non linéarité ayant pour origine l'effet Kerr optique, sont indiquées.

La description du montage expérimental est donnée au chapitre IV. En s'appuyant sur les prévisions théoriques du chapitre précédent, les raisons qui ont présidé au choix des matériaux, de la source et de la structure multicouche supportant les plasmons de surface, sont mises en évidence. Au chapitre V, les résultats expérimentaux sont présentés. Bien que l'accord avec le modèle ne soit pas parfait du point de vue quantitatif, nous montrons que le comportement du dispositif réalisé suit qualitativement les prévisions théoriques et nous analysons les quelques différences observées.

Il ressort de cette étude que l'excitation résonnante de plasmons de surface au travers d'un milieu non linéaire permet d'obtenir un dispositif bistable optique.

CHAPITRE I

LA BISTABILITE OPTIQUE

I.1 - Généralités sur les dispositifs bistables

I.1.1 - Définition

Les dispositifs usuels rencontrés en physique répondent univoquement lorsqu'on leur applique une excitation. A chaque valeur du paramètre d'entrée correspond une valeur unique de la grandeur de sortie. Les dispositifs bistables présentent un comportement totalement différent dans la mesure où ils ont la capacité de délivrer, pour une même valeur de ce paramètre d'entrée, deux valeurs différentes de la grandeur de sortie.

La bistabilité n'est obtenue que pour un domaine borné de variations du paramètre d'entrée pour tous les dispositifs connus. Parmi les nombreux exemples de bistabilité, certains se rencontrent naturellement tels les ferrites, où l'aimantation peut prendre deux valeurs opposées ; d'autres ont été construits par l'homme, comme la bascule de Schmitt dans le domaine électronique.

La caractéristique d'entrée-sortie d'un dispositif bistable (figure 1) présente un cycle d'hystérésis dans la zone où la grandeur de sortie peut prendre deux valeurs différentes s_1 et s_2 pour le même signal d'entrée. Ce cycle est de nature totalement différente de ceux que l'on rencontre dans les systèmes en évolution rapide hors de leur unique état d'équilibre. En effet, comme l'indique l'étymologie : bi/stable, les deux états sont stables. Une fois la sortie du dispositif établie à l'une des valeurs possibles, cette dernière est délivrée indéfiniment si rien ne vient perturber le système.

Les fluctuations inévitables dues au bruit peuvent jouer un grand rôle dans le fonctionnement et les possibilités d'utilisation du dispositif. Leur influence est particulièrement sensible au voisinage des points $e_{\uparrow}$ et $e_{\downarrow}$, limites de la plage de bistabilité et où se produisent les changements d'état. Elles peuvent également masquer la bistabilité si leur amplitude est supérieure à la largeur du cycle d'hystérésis.

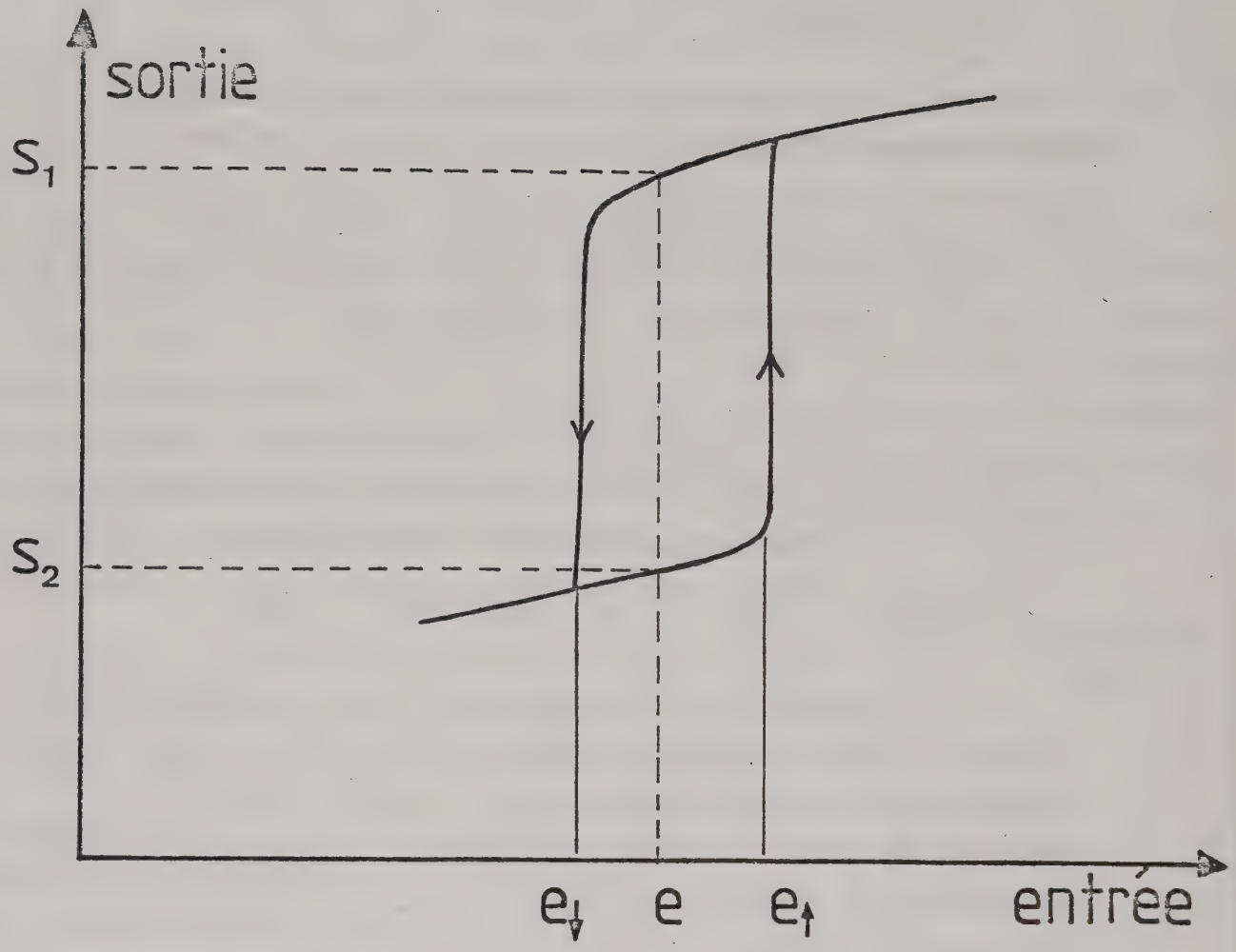


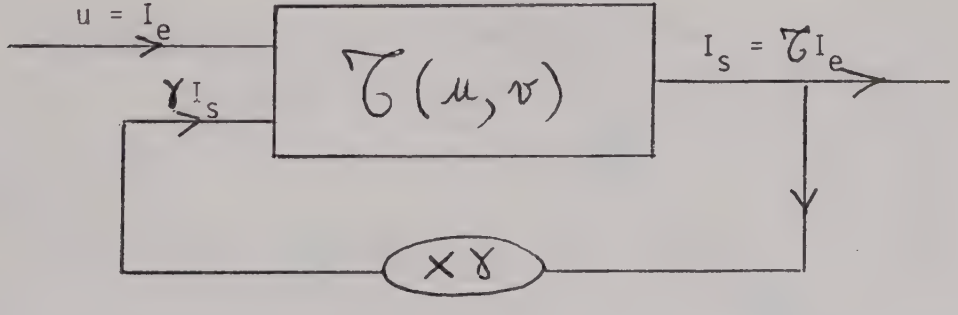
Figure 1 : Caractéristique d'entrée-sortie d'un dispositif bistable

Le positionnement sur l'une ou l'autre des deux valeurs possibles de la grandeur de sortie pour un même paramètre d'entrée n'est pas aléatoire. Il est déterminé par toute l'évolution antérieure du dispositif. Lors d'une évolution quasi-statique, où le système est toujours dans un état d'équilibre, le cycle est décrit, toujours de la même manière, comme indiqué sur la figure 1, par des flèches. Néanmoins, si le dispositif prend pour valeur d'entrée e après passage par une valeur supérieure à e_1, il ne sera pas obligatoirement dans l'état haut s_1. Lors d'une variation rapide, les constantes de temps du dispositif interviennent et le cycle ne suffit plus à décrire les phénomènes associés aux régimes transitoires.

I.1.2 - Bistabilité dans les systèmes à contre réaction

On affirme souvent qu'un système peut fonctionner en bistable s'il possède conjointement les deux propriétés suivantes : il présente une non linéarité et il est soumis à une contre réaction. L'origine de cette affirmation peut être cernée en analysant les systèmes à contre réaction. Pour la commodité de l'exposé, un vocabulaire issu de l'optique est utilisé, sans nuire à la généralité du propos.

Considérons un système dont la transmission $\mathcal{T}$ dépend de l'intensité d'entrée I_e et de l'intensité de sortie I_s par l'intermédiaire d'une contre réaction que nous supposons linéaire et dont le paramètre multiplicatif est γ. On peut représenter ceci par le diagramme suivant :



A chaque intensité d'entrée I_e, correspondent les solutions stationnaires de l'équation donnant I_s :

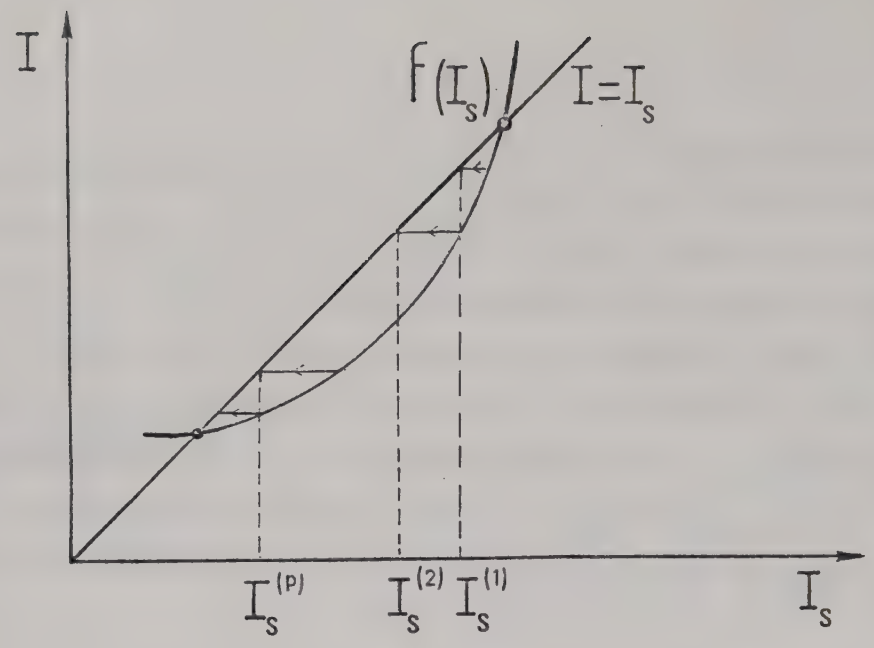


Figure 2 : Solutions stable et instable de l'équation

$$I_s = \mathcal{T}(I_e, \gamma I_s) \quad I_e = f(I_s)$$

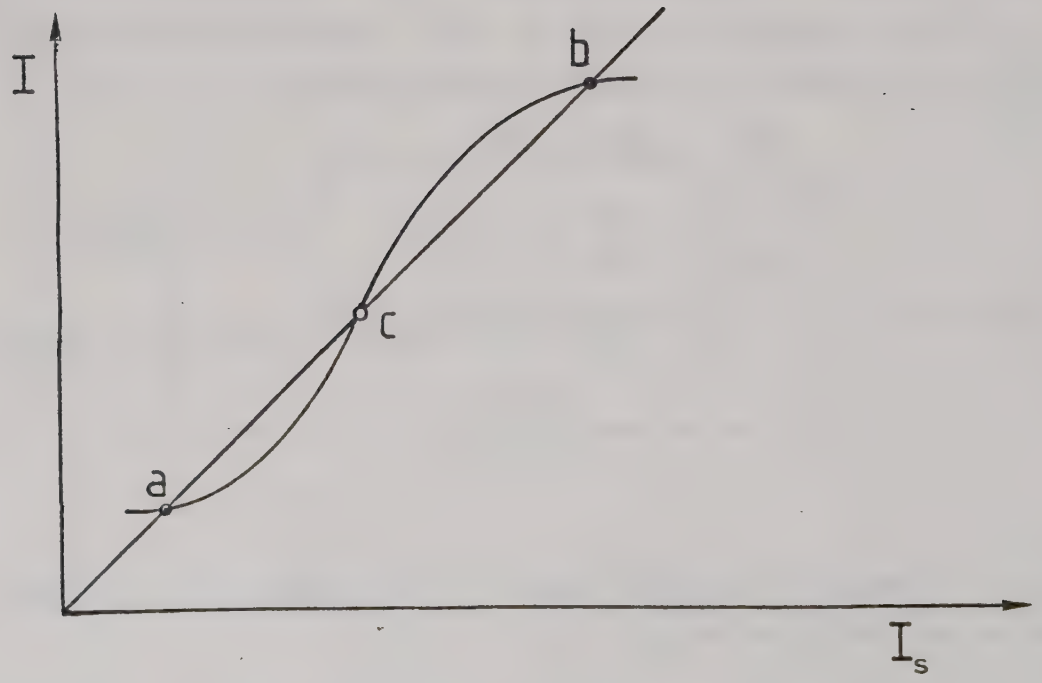


Figure 3 : Forme de la fonction $f(I_s)$ nécessaire à l'existence de la bistabilité

$$I_s = \mathcal{T}(I_e, \gamma I_s)\, I_e \qquad (I.1)$$

Parmi les solutions, certaines sont stables, d'autres instables. Le critère général de stabilité est l'existence d'un minimum de l'énergie libre du système. On a une approche de la stabilité en considérant que la sortie du système ne prend pas instantanément sa valeur d'équilibre et que celle-ci n'est atteinte qu'après un grand nombre de parcours successifs de la boucle de contre réaction.

A chaque parcours, les intensités de sortie successives $I_s^{(p)}$ s'obtiennent grâce à la loi de récurrence :

$$I_s^{(p+1)} = \mathcal{T}(I_e, \gamma I_s^{(p)})\, I_e \qquad (I.2)$$

Si la série $I_s^{(p)}$ converge, c'est obligatoirement vers une des valeurs I_s qui sont solutions de l'équation (I.1). L'équilibre sera stable si la convergence vers I_s a lieu à partir de toute valeur de son voisinage. On obtient :

$$I_s^{(p+1)} - I_s = [\mathcal{T}(I_e, \gamma I_s^{(p)}) - \mathcal{T}(I_e, \gamma I_s)]\, I_e$$

Dans le voisinage de I_s, cette relation peut être approchée par :

$$I_s^{(p+1)} - I_s = \gamma I_e \frac{\partial \mathcal{T}_z}{\partial v} (I_s^{(p)} - I_s)$$

avec $v = \gamma I_s$.

La condition nécessaire d'équilibre stable :

$$|I_s^{(p+1)} - I_s| < |I_s^{(p)} - I_s|$$

devient :

$$\left|\gamma I_e \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial v}\right| < 1$$

Les solutions de l'équation (I.1) pour chaque intensité incidente sont obtenues de manière graphique, comme l'intersection de la droite $I=I_s$ avec la courbe représentant la fonction $f(I_s)$ égale à $\mathcal{T}(I_e, \gamma I_s)I_e$. Si l'on suppose que, lorsqu'on impose une valeur de la grandeur d'entrée I_e, le mécanisme réel d'établissement de l'équilibre est une succession d'opérations de type (I.2), où l'intensité de sortie est déterminée par les états antérieurs, on voit sur la figure 2 que le point d'intersection n'est pas atteint si la pente

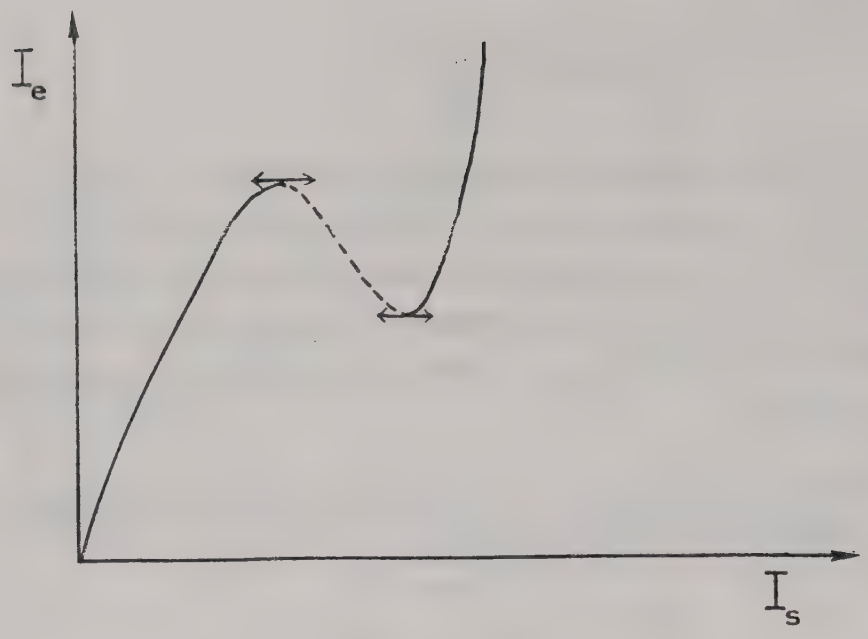


FIgure 4 : Lieu des états d'équilibre en présence de bistabilité. La partie de la courbe en tiret représente les états instables.

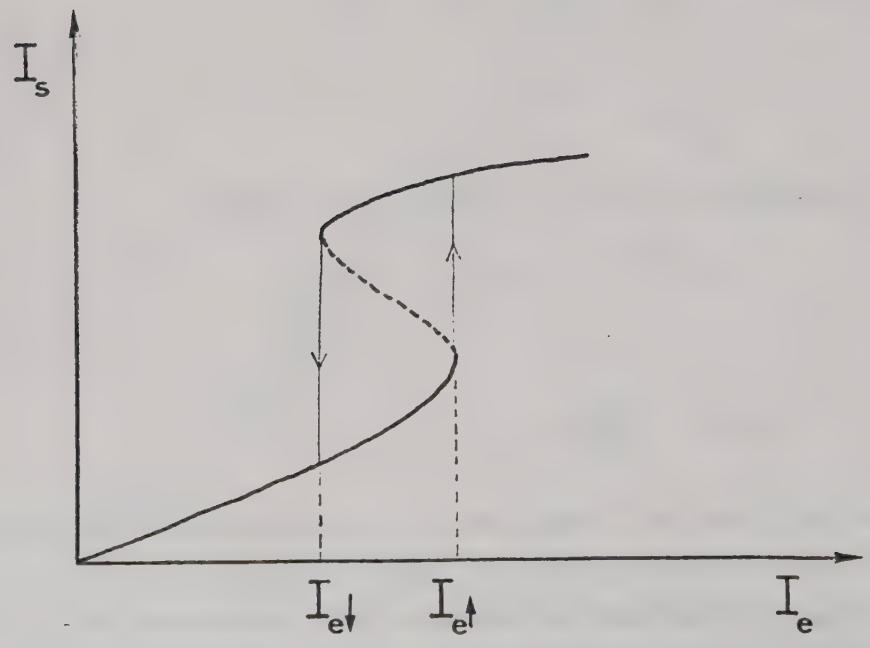


Figure 5 : Cycle de bistabilité déduit de la courbe de la fig. 4.

de la courbe $f(I_s)$ supérieure à 1. On est alors en présence d'un point instable. Pour les points stables, cette même pente est inférieure à 1 et la série converge vers ces points.

Les deux états stables que nécessite la bistabilité sont obtenus avec une courbe dont l'allure est montrée figure 3. Elle doit couper deux fois la droite avec une pente inférieure à 1 (points a et b), pour obtenir deux états stables. Entre ces deux points, il est nécessaire d'assurer la continuité,on a donc un point d'équilibre instable avec une pente supérieure à 1 (point c). Ce résultat est équivalent à l'exigence d'un maximum (équilibre instable), entre deux minima de l'énergie libre (équilibre stable).

Cette succession de pentes montre la présence d'un point d'inflexion dans la courbe de transmission, ce qui est une autre façon d'exprimer l'existence de deux états de transmission : un état de forte transmission et un état de faible transmission. Ces états sont obtenus pour des valeurs différentes du paramètre v. Au lieu d'exprimer les critères de bistabilité, on se contentera d'une seule condition nécessaire qui est l'existence d'un état d'équilibre instable. Au moins, un point sur la courbe doit vérifier l'exigence quantitative :

$$\gamma\, I_e \frac{\partial \tau}{\partial v} > 1 \qquad \text{(I.3)}$$

La bistabilité sera obtenue plus facilement, c'est-à-dire pour des intensités plus faibles, si la contre réaction γ est importante tandis que la pente $\frac{\partial \tau}{\partial v}$ est grande. Ces critères servent pour prévoir les performances d'un dispositif.

Jusqu'à présent, on se plaçait à une valeur fixée de I_e pour obtenir les positions d'équilibre stable I_s correspondantes. L'équation (I.1) permet de trouver l'allure de la caractéristique statique $I_e = f(I_s)$. Si on dérive la courbe, on obtient :

$$d\, I_s = \left(\frac{\partial \tau}{\partial u} I_e + \tau\right) d\, I_e + \gamma I_e \frac{\partial \tau}{\partial v}\, d\, I_s$$

soit

$$\frac{d\, I_e}{d\, I_s} = \left(1 - \gamma I_e \frac{\partial \tau}{\partial v}\right) \Big/ \left(\frac{\partial \tau}{\partial u} I_e + \tau\right)$$

avec, de plus, $I_e = 0$ lorsque $I_s = 0$.

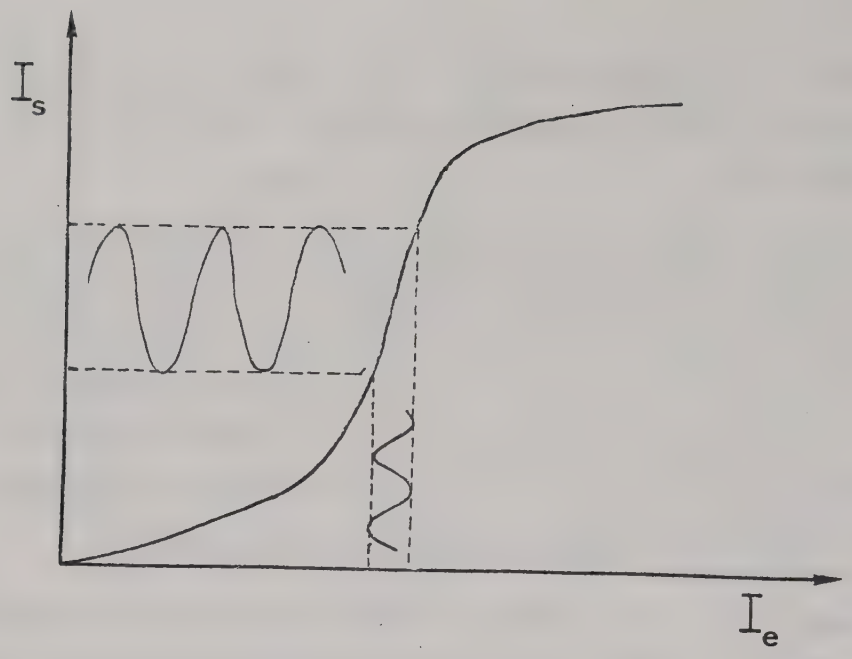


Figure 6 : Caractéristique d'entrée sortie et principe d'un amplificateur

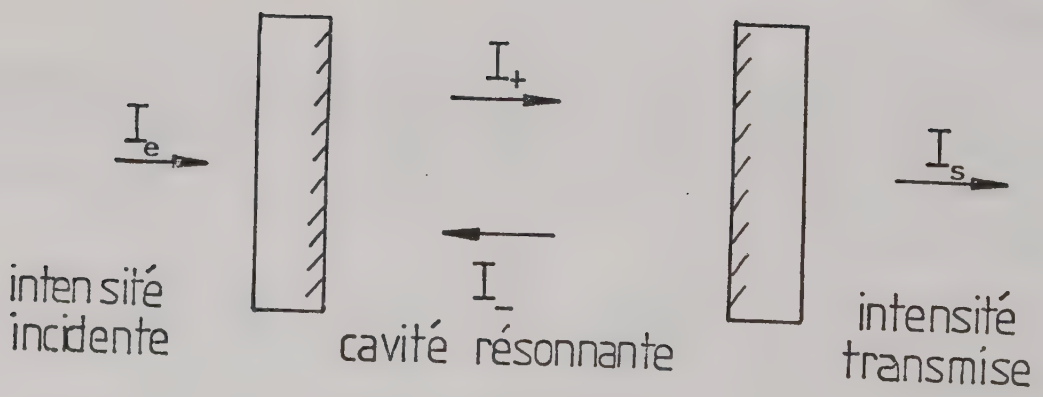


Figure 7 : Interféromètre de Fabry-Pérot

Le signe de $(1 - \gamma I_e \frac{\partial \tau}{\partial v})$ fournit le sens de la pente de la courbe $I_e = f(I_s)$. Si les conditions nécessaires à la bistabilité sont remplies, cette pente passe continuement d'une valeur positive à une valeur négative avant de redevenir positive. Il y a donc deux extrema dans la courbe $I_e=f(I_s)$, correspondant aux points où la pente s'annule. La totalité de la partie de la courbe située entre ces deux extrema est instable, car alors $\gamma I_e \frac{\partial \tau}{\partial v} > 1$ (fig. 4).

L'allule du cycle de bistabilité se déduit immédiatement en traçant la courbe sous la forme $I_s = g(I_e)$ (figure 5). Pour les valeurs supérieures à $I_{e\uparrow}$ il n'existe plus de solution sur la branche inférieure. Il se produit alors une transition brutale (commutation) vers la branche supérieure. Un phénomène analogue a lieu lorsqu'on atteint $I_{e\downarrow}$ en sens inverse.

Deux remarques s'imposent :

- on a montré, dans cette approche, que l'état du système correspondant à un point sur la branche intermédiaire est toujours instable. Ce résultat est général, mais la stabilité des autres états n'est pas automatiquement assurée. Il peut apparaître des instabilités supplémentaires ou des oscillations entretenues dans les dispositifs réels. Ces phénomènes contribuent à modifier l'allure des caractéristiques de bistabilité réellement observées. Ils offrent également la possibilité de générer un signal haute fréquence par un système de type multi-vibrateur. La recherche actuelle s'intéresse aussi à ces problèmes connexes à la bistabilité.

- Si la contre réaction est insuffisante pour faire franchir le seuil $\gamma I_e \frac{\partial \tau}{\partial v} > 1$, mais néanmoins suffisamment importante, le dispositif présenté ici peut fonctionner en amplificateur. Le gain différentiel est alors très important (figure 6). Alors que le dispositif bistable a des applications importantes en traitement numérique de l'information, le dispositif amplificateur a un intérêt complémentaire en traitement analogique et peut être obtenu en partant d'une configuration très voisine.

I.2 - Bistabilité optique dans une cavité Fabry-Pérot contenant un milieu non linéaire

Parmi les nombreux dispositifs envisagés pour obtenir la bistabilité optique, le dispositif à cavité Fabry-Pérot remplie d'un milieu présentant un indice non linéaire est historiquement le premier dont le fonctionnement a été observé. Il a suscité de nombreux travaux et est le mieux connu du point de

vue théorique. Les méthodes d'analyse qui ont été développées peuvent également être utilisées pour décrire le fonctionnement des autres dispositifs. Ceci justifie la place particulière accordée à cette structure.

I.2.1 - Principe

Les premiers travaux théoriques prévoyaient la possibilité d'utiliser la saturation d'absorption au voisinage d'une raie atomique, la lumière étant plus ou moins transmise selon l'intensité de l'onde lumineuse incidente. Le couplage entre l'entrée et la sortie peut être réalisé en plaçant l'absorbant saturable entre les miroirs d'une cavité Fabry-Pérot qui réfléchissent ainsi une partie du signal.

Cependant, la présence de l'absorbant saturable détériore la finesse de l'interféromètre, et Gibbs, Mc Call et Venkatesan[4] ont montré que la bistabilité pouvait être obtenue plus facilement en utilisant une non linéarité de nature dispersive, et non dissipative . Dans ce cas, l'effet de la non linéarité est de modifier la constante de propagation. Lors d'un trajet aller retour dans la cavité, une onde subit un déphasage. La transmission d'un Fabry-Pérot comporte une série de pics étroits correspondant à la concordance de phase après un aller retour, soit un déphasage égal à un nombre entier de fois 2π.

Au voisinage de ces pics, une faible modification de l'indice du matériau intra-cavité induit une différence de phase complémentaire et provoque une modification très rapide de la transmission. L'indice étant lié par effet non linéaire à l'intensité intra-cavité, qui elle-même dépend étroitement de la transmission, la contre réaction est assurée.

I.2.2 - Théorie

Dans un milieu non linéaire, les photons ne sont plus indépendants et interagissent faiblement entre eux par l'intermédiaire de la matière . L'analogie formelle entre ce couplage et celui des électrons dans un matériau supraconducteur permet d'associer une transition de phase à la bistabilité[5]. Les variables adaptées à l'étude de cette transition ne sont pas thermodynamiques, mais liées au champ électromagnétique. A la notion de température critique, se substitue un nombre critique de photons en-dessous duquel la bistabilité ne peut être obtenue.

Toute une série de recherches ramène ainsi la bistabilité et les phénomènes annexes à une transition de phase pouvant être étudiée par la théorie des catastrophes. Nous n'aborderons pas ce point de vue[6,7,8].

Parmi les études théoriques qui ont été consacrées aux cavités remplies d'un milieu non linéaire, nous développons la démarche de Felber et Marburger[9,10] dans sa version la plus simple. Le champ est supposé confiné dans un résonateur plan infini, à l'intérieur duquel la polarisation peut s'écrire :

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(3)} E E^* E$$

$\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ sont des tenseurs d'ordre deux et quatre respectivement. Le premier terme représente la polarisation linéaire et le second la composante non linéaire d'ordre trois de la polarisation. De manière plus générale, le développement de la polarisation contient un terme non linéaire d'ordre 2, mais le tenseur $\chi^{(2)}$ est identiquement nul dans tous les milieux centro-symétriques, ce que nous supposerons. On fait les hypothèses que le milieu est isotrope, que le champ électromagnétique est polarisé et que la non linéarité a une constante de temps suffisamment grande devant la période de l'onde lumineuse pour que l'effet de la polarisation non linéaire soit une modification d'indice provoquée par la moyenne temporelle du champ régnant au point considéré. Dans ces conditions, $\chi^{(1)}$ est diagonal et comporte trois composantes identiques χ. On définit l'indice n par la relation $n^2 = 1 + \chi/\varepsilon_0$.

Si on appelle z la coordonnée suivant l'axe du résonateur l'équation de propagation pour une onde monochromatique de pulsation ω s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} E + \eta \frac{\omega^2}{c^2} E E^* E = 0 \qquad (I.4)$$

η est un scalaire dérivé du tenseur $\chi^{(3)}$. Comme on est loin des bandes d'absorption, n et η sont des quantités réelles. $n\omega/c$ est le vecteur d'onde pour les faibles intensités du champ électromagnétique. La perturbation induite par η est souvent très petite, ce qui justifie une résolution de l'équation (I.4) en cherchant des solutions de forme :

$$E = \mathcal{E}_+ e^{jk_0 z} + \mathcal{E}_- e^{-jk_0 z}$$

Ce sont deux ondes se propageant en sens inverse. $\mathcal{E}_+$ et $\mathcal{E}_-$ ne sont plus des constantes comme dans le cas où $\eta = 0$, mais sont lentement variables avec z. L'équation (I.4) devient :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_+}{\partial z^2} e^{jk_o z} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_-}{\partial z^2} e^{-jk_o z} + 2\,jko \left(\frac{\partial \mathcal{E}_+}{\partial z} e^{jk_o z} - \frac{\partial \mathcal{E}_-}{\partial z} e^{-jk_o z}\right) +$$

$$+\eta \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ (\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_+^* \mathcal{E}_+ + 2\,\mathcal{E}_- \mathcal{E}_-^* \mathcal{E}_+) e^{jk_o z} + (\mathcal{E}_- \mathcal{E}_-^* \mathcal{E}_- + 2\,\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_+^* \mathcal{E}_-) e^{-jk_o z} \right.$$

$$\left. + \mathcal{E}_+ \mathcal{E}_-^* \mathcal{E}_+ e^{3jk_o z} + \mathcal{E}_- \mathcal{E}_+^* \mathcal{E}_- e^{-3jk_o z} \right\} = 0$$

Dans cette équation, les hypothèses faites nous conduisent à négliger les dérivées secondes

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_+}{\partial z^2} \ll k_o \frac{\partial \mathcal{E}_+}{\partial z} \; ; \; \frac{\partial^2 \mathcal{E}_-}{\partial z^2} \ll k_o \frac{\partial \mathcal{E}_-}{\partial z}$$

et corrélativement les variations rapides introduites par les termes à la fréquence triple. On peut identifier à zéro les termes multipliant chaque exponentielle $e^{jk_o z}$ et $e^{-jk_o z}$. Il reste deux équations couplées :

$$2j\,k_o \frac{\partial \mathcal{E}_+}{\partial z} + \eta \frac{\omega^2}{c^2} (|\mathcal{E}_+|^2 + 2|\mathcal{E}_-|^2)\,\mathcal{E}_+ = 0 \qquad (I.5)$$

$$-2j\,k_o \frac{\partial \mathcal{E}_-}{\partial z} + \eta \frac{\omega^2}{c^2} (|\mathcal{E}_-|^2 + 2|\mathcal{E}_+|^2)\,\mathcal{E}_- = 0 \qquad (I.6)$$

Posons $I_+ = |\mathcal{E}_+|^2 \qquad I_- = |\mathcal{E}_-|^2$

Les équations (I.5) et (I.6) permettent de déduire

$$\frac{\partial I_+}{\partial z} = 0 \; ; \; \frac{\partial I_-}{\partial z} = 0$$

Dans le cadre des approximations faites, l'intensité des ondes se déplaçant dans un sens ou dans l'autre est conservée. Seule la phase des champs $\mathcal{E}_+$ et $\mathcal{E}_-$ est affectée, uniformement tout au long du parcours. Cette modification de phase est néanmoins différente suivant le sens de propagation de l'onde.

En définitive, pour un aller retour dans la cavité de longueur L, la différence de phase supplémentaire due à la non linéarité est :

$$\delta\Phi = \frac{3}{2}\eta\frac{L}{n_0}\frac{\omega}{c}(I_+ + I_-)$$

Si on appelle I_s l'intensité de sortie et I_e l'intensité à l'entrée du dispositif, ainsi que R la réflectivité du miroir de sortie, on a les relations suivantes à l'extrémité de la cavité (fig. 7) :

$$I_- = R\, I_+$$

$$I_s = (1-R) I_+$$

soit $\delta\Phi = \frac{3}{2}\eta\frac{L}{n_0}\frac{\omega}{c}\left(\frac{1+R}{1-R}\right) I_s = \beta\, I_s$ (I.7)

La différence totale de phase due à un aller retour est

$$\Phi = \Phi_0 + \beta\, I_s$$

Φ_0 est une constante qui dépend en partie de la réflexion sur les miroirs du Fabry-Pérot et principalement de la longueur de la cavité :

$$\Phi_0 = \frac{4\pi n L}{\lambda} + \Psi_0$$

L'intensité de sortie I_s est liée à l'intensité d'entrée I_e par l'intermédiaire de la transmission $T(\Phi)$ du Fabry-Pérot donnée classiquement par la fonction d'Airy

$$T(\Phi) = \frac{1}{1 + \frac{4R}{1-R}\sin^2\Phi}$$

On peut écrire l'équation donnant les solutions au problème de l'intensité de sortie :

$$I_s = T(\Phi_0 + \beta I_s)\; I_e \qquad (I.8)$$

Le paramètre β introduit une contre réaction proportionnelle au coefficient de non linéarité η et à la longueur L de la cavité. Cette contre réaction est encore amplifiée par un facteur de réflexion élevé qui provoque le même effet que de multiples passages dans le milieu non linéaire. La condition nécessaire pour obtenir la bistabilité, analogue à celle de l'équation (I.3) est :

$$\beta\, I_e \frac{\partial T}{\partial \Phi} > 1$$

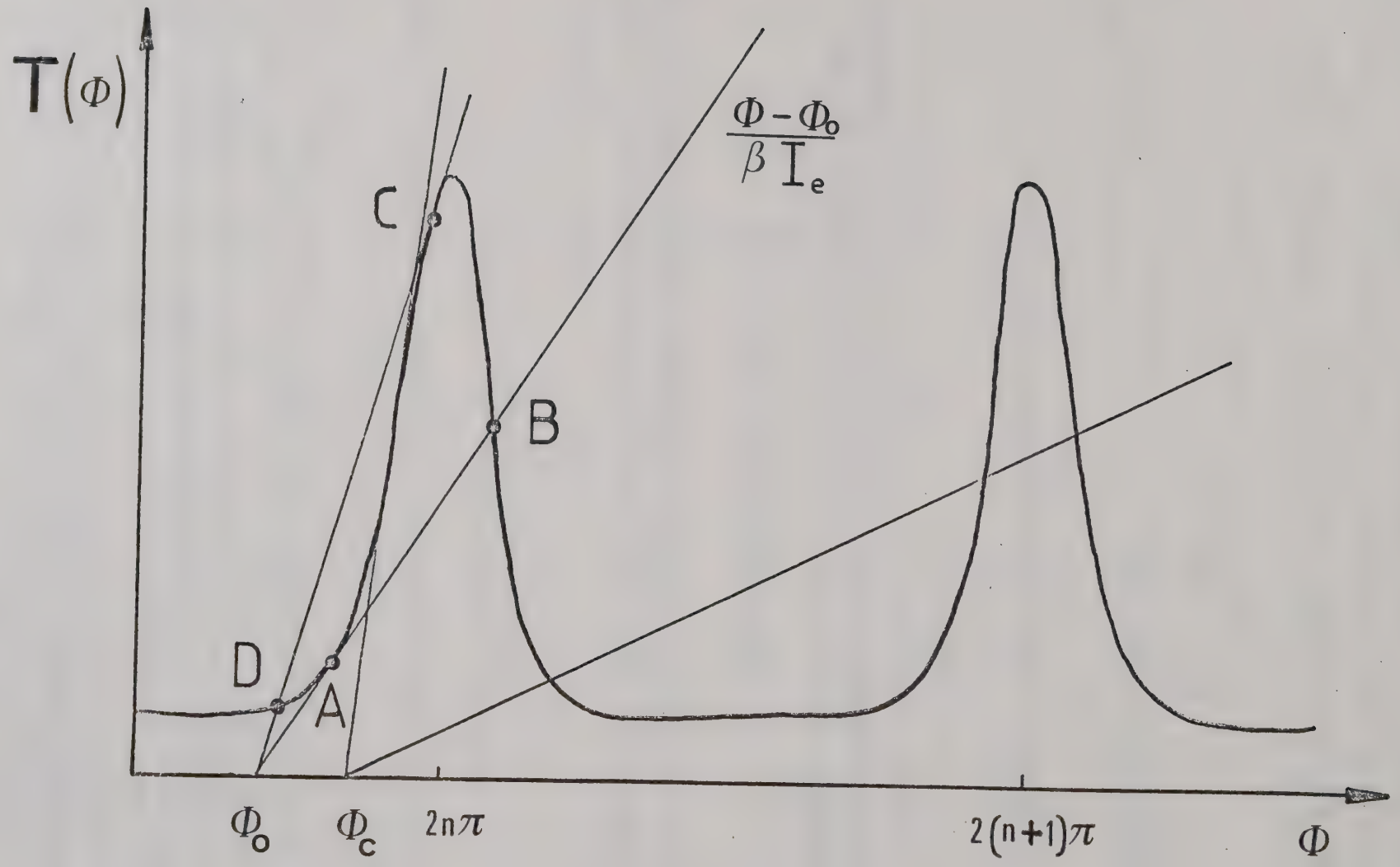


Figure 8 : Bistabilité dans une cavité Fabry-Pérot -
Les états d'équilibre sont obtenus par l'intersection de la droite de pente $1/\beta I_e$ et de la fonction d'Airy $T(\phi)$.

Le dispositif est d'autant plus sensible que la longueur de la cavité est plus grande. On peut remarquer le rôle important du facteur de réflexion qui, s'il est voisin de 1, contribue à augmenter l'efficacité non seulement par l'intermédiaire de β, mais également à travers la finesse plus importante du Fabry-Pérot qui se traduit par une augmentation de la pente $\frac{\partial T}{\partial \Phi}$.

Dans le cas envisagé ici, on peut mettre en évidence l'apparition de la bistabilité en résolvant graphiquement l'équation (I.8).

Prenons Φ comme auxiliaire de calcul, les solutions sont celles qui vérifient :

$$\frac{\Phi - \Phi_0}{\beta I_e} = T(\Phi)$$

Les solutions se trouvent à l'intersection entre la courbe $T(\Phi)$ et une droite passant par Φ_0 et de pente $1/\beta I_e$ (figure 8). Cette pente diminue lorsque I_e augmente. Suivant la valeur de l'intensité d'entrée I_e, il y a soit une soit trois intersections, parmi lesquelles l'intermédiaire correspond à un état instable. Lorsque I_e croît à partir de la valeur zéro, la solution décrit la branche inférieure jusqu'au point A où l'absence de solution par continuité conduit le système à une commutation vers le point B et les états de la branche supérieure. Lors d'une décroissance ultérieure de l'intensité, la branche supérieure est parcourue jusqu'au point C, où le système retombe dans l'état bas D. Il apparaît ainsi un cycle d'hystérésis caractéristique de la bistabilité.

La constante Φ_0 joue un rôle important. En l'ajustant, on peut modifier la valeur de l'intensité lumineuse pour laquelle se produit la commutation. Elle ne peut cependant être arbitrairement réduite, car le déphasage par rapport au sommet du pic de transmission doit être supérieur à une valeur critique qui correspond à l'intersection de l'axe des abcisses avec la droite tangente au point d'inflexion, pour le flanc du pic considéré. Néanmoins, même dans ce cas, la bistabilité et, éventuellement, la multi stabilité, sont possibles sur les pics voisins, au prix d'une intensité lumineuse accrue.

I.3 - Les différents types de dispositifs bistables optiques

Sans faire une revue systématique des travaux publiés à ce jour dans le domaine de la bistabilité optique, nous exposons succintement les principaux types de systèmes bistables, de manière à situer notre étude vis-à-vis de l'évolution de ce domaine de recherche.

Le dispositif à cavité Fabry-Pérot que nous avons étudié au paragraphe précédent, a permis d'observer expérimentalement la bistabilité optique, le premier milieu non linéaire utilisé intra-cavité étant de la vapeur de sodium[4]. Pour obtenir un dispositif utilisable au niveau industriel, des améliorations de performances sont recherchées au niveau de la sensibilité et de la rapidité ; la possibilité d'intégration est également une qualité souhaitable.

I.3.1 - Les dispositifs à cavité Fabry-Pérot

La vapeur de sodium a pu être remplacée par un solide comme le rubis[11]. Les non linéarités considérables des semi-conducteurs de type III-V comme Ga As[ ] ou In Sb [13], au voisinage des pics excitoniques, ont également été utilisées. On peut ainsi rendre le dispositif plus compact car il suffit d'une longueur beaucoup plus faible pour obtenir le même déphasage. Les faces externes des cristaux, rendues planes et parallèles par clivage suffisent à créer la cavité Fabry-Pérot grâce à leur réflexion naturelle ($R \sim 0,3$). La finesse de cette cavité est encore suffisante pour observer la bistabilité.

La résonance excitonique correspond à la formation d'une paire électron-trou liés, ou exciton. Elle possède un niveau énergétique très bien défini, au voisinage du seuil d'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou libres. La fréquence d'excitation est, dans ce cas, limitée à une plage très étroite, ce qui restreint les possibilités du dispositif. La faible énergie de liaison des excitons impose une utilisation à basse température, peu propice à de larges développements. La température de fonctionnement a pu être cependant augmentée jusqu'à atteindre la température ambiante, en stabilisant les excitons dans un puits quantique à deux dimensions[14]. Cette dernière technique est celle des super-réseaux Ga As-Ga Al As.

Une réduction considérable du seuil de fonctionnement peut être également obtenue en utilisant un intermédiaire électrique pour provoquer la contre réaction[15]. Par opposition aux systèmes tout optiques ou intrinsèques, ces systèmes sont appelés hybrides. Les modifications d'indices que l'on peut obtenir en appliquant un champ électrique à un cristal électro-optique sont beaucoup plus importantes que les effets dus aux non linéarités intrinsèques. Le principe du dispositif est schématisé sur la figure 10. Une fraction de l'intensité de sortie est prélevée et convertie en grandeur électrique. Par l'intermédiaire ou non d'un système de traitement électronique, le signal est ensuite appliqué au cristal intra-cavité.

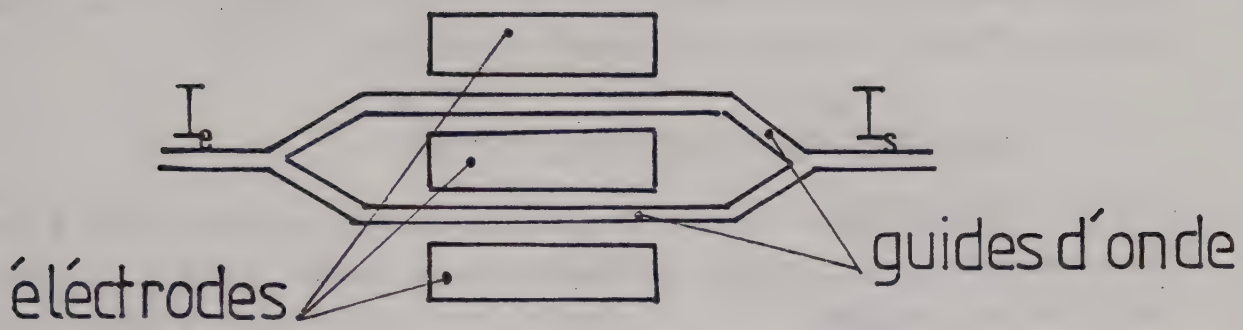


Figure 11 : Dispositif bistable optique à interféromètre de Mach-Zender

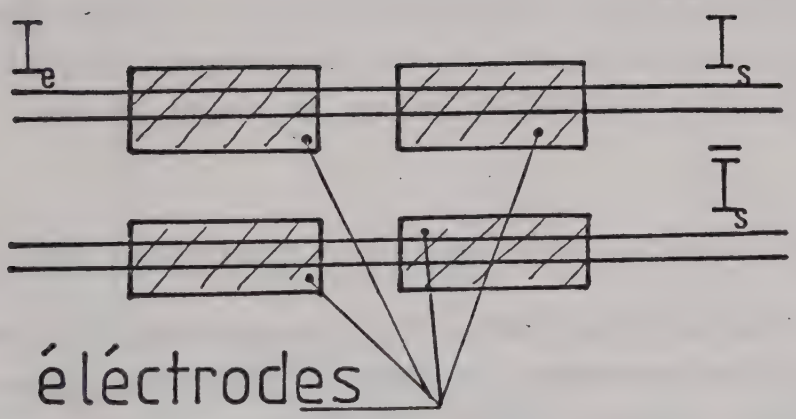


Figure 12 : Dispositif bistable optique à coupleur directionnel

La facilité d'accès extérieur et de traitement des paramètres du système, convertis sous forme électrique, permet une étude fine de la bistabilité et des phénomènes associés. En jouant sur les temps de réponse du système, toute une série de modes de fonctionnement peut être mise en évidence[16]. Les observations confirment les études théoriques entreprises [17, 18].

I.3 .2 - Les dispositifs hybrides intégrés

La faible énergie dissipée par les dispositifs hybrides jointe à leur peu d'encombrement, rend possible la fabrication de ceux-ci grâce à la technologie de l'optique intégrée [19,20]. La lumière est confinée, par exemple, dans un canal dopé au Titane sur un substrat de niobate de lithium et les électrodes sont déposées au-dessus. La même technique permet d'utiliser des configurations sans cavité Fabry-Pérot. Ce sont les interféromètres de Mach-Zender dans lesquels une onde incidente subit deux déphasages différents suivant les deux branches empruntées et est donc modulée en sortie en fonction de la tension appliquëe aux électrodes. Celle-ci est contrôlée par un détecteur placé sur le faisceau de sortie (figure 11) [21, 22]. Ce sont encore les coupleurs directionnels qui permettent à la lumière de ressortir par l'un ou l'autre des canaux suivant la manière dont le couplage est réalisé, par l'application d'une tension sur les électrodes (figure 12). Des associations de plusieurs dispositifs ont réalisé les premières fonctions électroniques [23,24]. Le détecteur lui-même a pu être intégré en faisant un coupleur directionnel dans Ga As[25] la détection étant assurée en bout de ligne par une structure formée par implantation de protons. Ces dispositifs hybrides intégrés recèlent des possibilités de développement importantes et sont activement étudiées.

I.3.3 - Les dispositifs intrinsèques sans cavité Fabry-Pérot

En ce qui concerne la rapidité de fonctionnement des dispositifs bistables optiques, la limite ultime est le temps de réponse des matériaux utilisés. En l'attente de nouveaux matériaux éventuellement plus rapides, on atteint déjà des temps de réponse de 2 ps pour la non linéarité induite par effet Kerr optique dans le disulfure de carbone CS_2. Dans le cas des dispositifs hybrides, cette limite ne peut être atteinte, car les temps caractéristiques de l'électronique sont plus longs. En présence d'un Fabry-Pérot, celui-ci ralentit

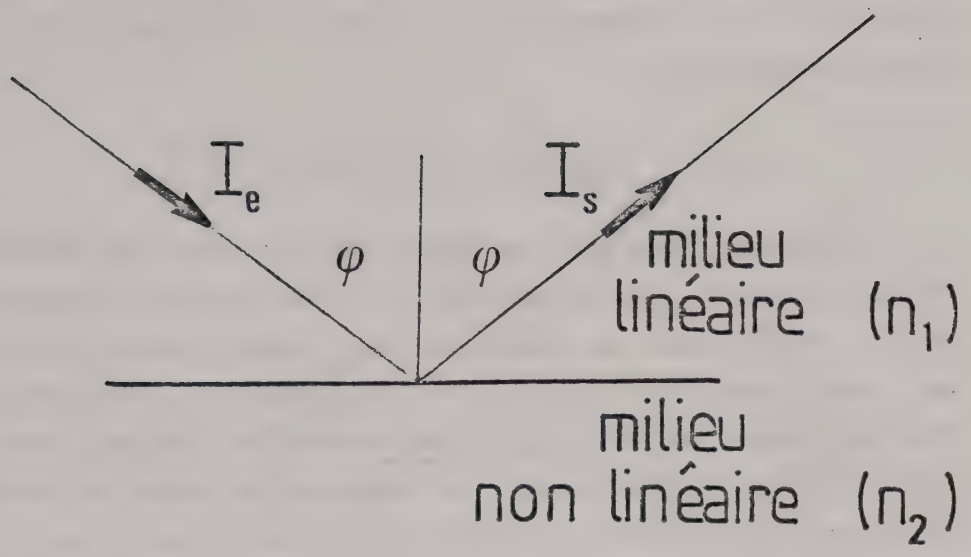


Figure 13 : Excitation d'un interface non linéaire autorisant la réflexion totale ($n_1 > n_2$)

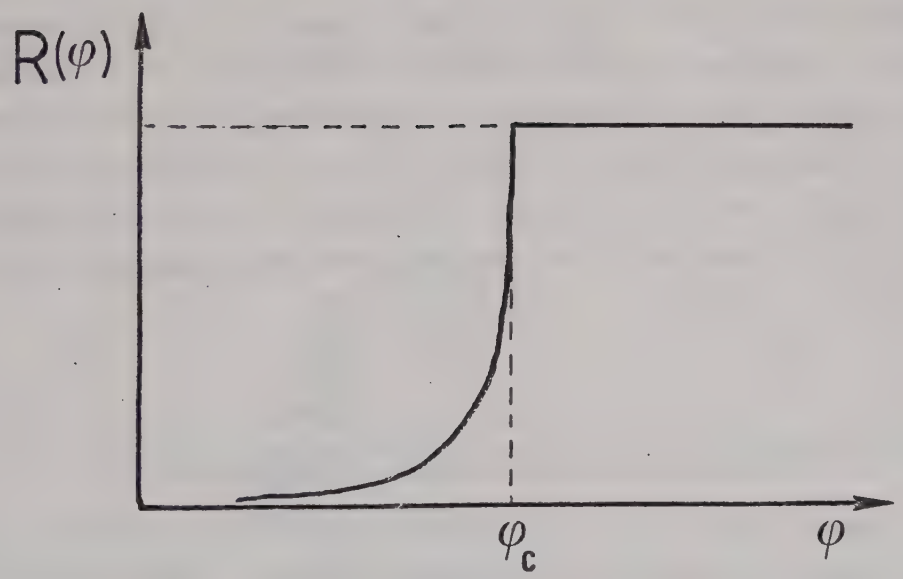


Figure 14 : Facteur de réflexion au voisinage de l'angle φ_c de réflexion totale

également la vitesse de fonctionnement par son temps de remplissage, qui précède l'établissement d'un régime stationnaire. Dans le but d'augmenter la rapidité, il est intéressant de considérer des dispositifs intrinsèques, sans cavité Fabry-Pérot.

I.3.3.1 - Interface non linéaire[26,27]

Considérons une onde incidente sur une interface entre deux diélectriques d'indice n_1 et n_2, en provenance du milieu d'indice supérieur $n_1 > n_2$ (figure 13). On est dans les conditions où il peut y avoir réflexion totale de l'onde. Au voisinage de l'angle de réflexion totale , la courbe donnant la variation du facteur de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence a une variation très rapide (figure 14). La transmission varie conjointement. Supposons le milieu 2 non linéaire avec une non linéarité positive, c'est-à-dire que son indice de réflexion augmente avec l'intensité lumineuse. Une modification de son indice de réfraction a pour conséquence de déplacer l'angle critique. Si on s'est positionné pour avoir une incidence très légèrement supérieure à l'incidence critique correspondant à un champ faible, au fur et à mesure que l'intensité de l'onde évanescente régnant dans le milieu non linéaire augmente, l'indice de ce milieu croît et, à partir d'un certain seuil, le faisceau n'est plus réfléchi, il se propage dans le milieu 2 et modifie d'autant plus l'indice. En conséquence de l'existence du faisceau transmis, la transition en sens inverse se fait pour une intensité lumineuse inférieure, d'où bistabilité. Un tel système peut être très rapide car les phénomènes ont lieu sur une épaisseur utile de quelques longueurs d'onde . Il est, par contre, fort peu sensible et pour gagner en sensibilité, on est conduit à utiliser un angle très rasant. De plus, l'interprétation des résultats expérimentaux s'est révélée très délicate.

I.3.3.2 - Auto-focalisation dans un milieu non linéaire

Un faisceau lumineux limité se propageant dans un milieu non linéaire induit une variation d'indice non uniforme, qui agit comme une lentille distribuée tout le long du trajet du faisceau. Suivant le signe de la non linéarité, il y a refocalisation ou défocalisation du faisceau. Cet effet a été utilisé pour obtenir la bistabilité optique [28,29,30]. On peut coupler plus ou moins de lumière réfléchie en plaçant un miroir masqué par un trou centré au voisinage du point de focalisation du faisceau fourni par une lentille à l'issue du parcours dans le milieu non linéaire (figure 15). A faible intensité, on

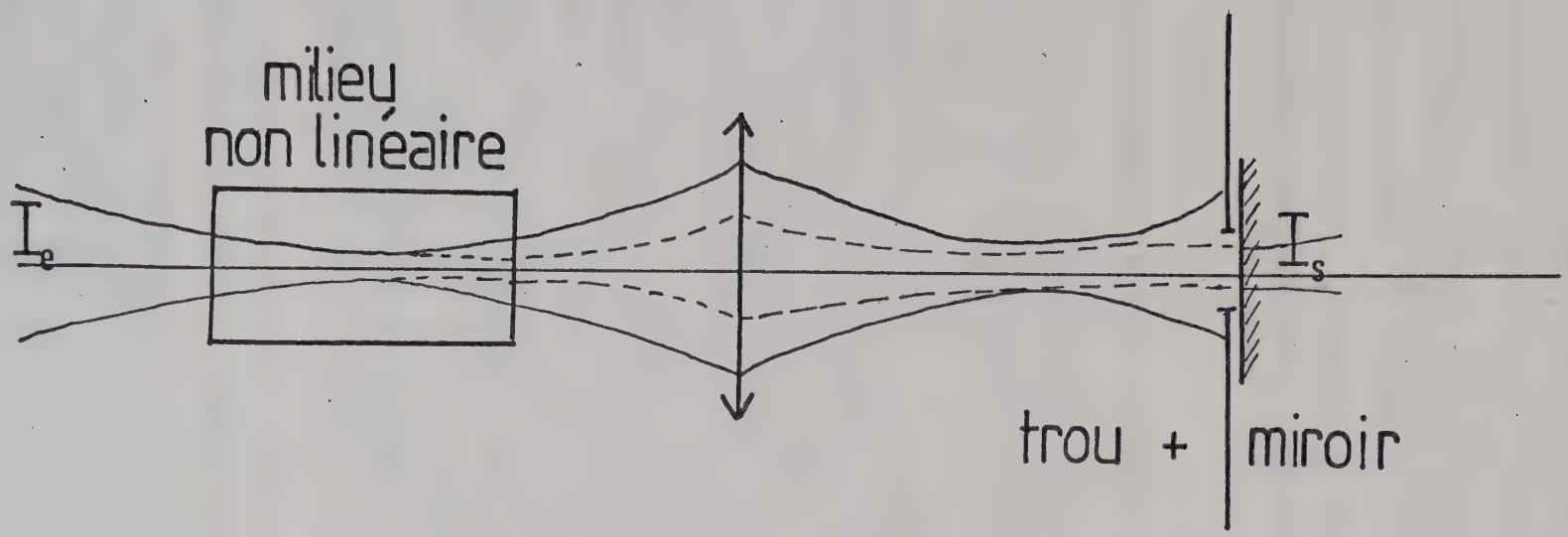


Figure 15 : Dispositif bistable optique utilisant la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu non linéaire

est désaccordé : le diamètre du faisceau est supérieur à celui du trou et peu de lumière est réfléchie; celle-ci est, de plus mal couplée car les rayons de courbure des deux faisceaux sont inadaptés. Au fur et à mesure que l'intensité augmente, le couplage s'améliore et l'effet peut être amplifié suffisamment par le faisceau de retour pour avoir une transition brutale. En raison de l'existence d'un faisceau réfléchi intense, la transition inverse a lieu pour une intensité plus faible, d'où bistabilité.

Du point de vue de la rapidité, ce système est limité par le temps d'un trajet aller-retour entre le milieu non linéaire et le miroir, qui peut être assez important.

I.3.3.3 - Modes de surface en présence d'un matériau non linéaire

Une structure plane comportant une ou plusieurs interfaces peut supporter des ondes guidées qui se propagent le long de la surface. Ces ondes ont alors une relation de dispersion bien définie. Si un des matériaux constituant la structure est non linéaire, cette relation de dispersion est modifiée suivant la valeur de l'intensité de l'onde lumineuse. La constante de propagation de l'onde et ses conditions d'excitation changent [31,32,33]. Au voisinage de la résonance, la modification d'indice permet d'accorder celle-ci, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'intensité du champ dans le milieu non linéaire par un effet cumulatif. On peut obtenir des effets de bistabilité pour des puissances beaucoup plus faibles que dans le cas d'une interface non linéaire [34] car il est possible de construire une structure où l'énergie soit concentrée dans le milieu nonlinéaire. De plus, on a l'avantage de pouvoir accorder le mode, très fin, en partant d'un désaccord positif ou négatif, ce qui accroît les possibilités de matériaux utilisables, par rapport à l'interface non linéaire où la non linéarité devrait nécessairement être positive. La rapidité du dispositif n'est limitée que par le temps d'établissement du mode et peut être très grande.

Les remarques précédentes ont conduit à développer à l'Institut d'Electronique Fondamentale (I.E.F.) un dispositif de ce type, utilisant l'excitation résonante de plasmons de surface. Le présent travail est une étude de faisabilité dans laquelle la non linéarité mise en jeu provient des variations thermiques de l'indice de réfraction, induites par le faisceau laser. Le principe de fonctionnement sera décrit de façon détaillée au chapitre III, après quelques rappels sur les plasmons de surface.

CHAPITRE II

LES PLASMONS DE SURFACE

Avant d'examiner quelques propriétés des plasmons de surface, on rappelle ce qu'est un plasmon de volume.

II.1 - Les plasmons de volume

II.1.1 - Définition

Le terme de plasmon a pour origine le traitement au moyen de la mécanique quantique des oscillations de charges libres dans des matériaux comme les métaux ou les semi-conducteurs. Ces déplacements de charges s'accompagnent d'un couplage plus ou moins résonnant avec la lumière.

En mécanique quantique, le champ électromagnétique est représenté par des bosons : les photons. La matière comporte un grand nombre de charges qui sont soit des charges libres, soit des atomes ionisés. Aux modes d'oscillations collectives de ces charges, on peut également associer des bosons[35]. Lorsque l'on envoie de la lumière sur un tel matériau, il se produit des interactions entre ces deux types de quasi-particules. On définit les modes propres comme ceux qui diagonalisent l'hamiltonien total du système, englobant la lumière, la matière ainsi que leur interaction. Ces modes propres ne sont plus représentés par les opérateurs de création ou d'annihilation des particules déjà citées, mais par une combinaison linéaire de ces divers opérateurs. Au nouvel opérateur ainsi défini, on peut associer un nouveau boson. Lorsque le couplage reste faible, ce boson présente un comportement voisin de l'un ou l'autre des bosons initiaux. Si le couplage est fort, il se différencie. C'est alors qu'on utilise plus spécifiquement le nom de polariton pour désigner cette quasi-particule.

Dans un métal, les oscillations collectives proviennent des électrons libres et les bosons associés sont les plasmons. Leur mouvement présente des analogies profondes avec le mouvement des électrons dans un plasma gazeux ionisé, dans lequel les ions positifs, plus lourds, ne bougent presque pas.

Dans ce cas particulier, la quasi-particule rendant compte de l'interaction lumière-métal est nommée plasmon-polariton. Cependant, dans le domaine de l'optique, le terme abrégé de plasmon est utilisé de façon usuelle pour désigner la quasi-particule, bien que l'on soit dans la zone de couplage important .

Lorsque le problème de l'interaction entre la lumière et les métaux est traité par un formalisme électromagnétique, cette terminologie d'origine particulaire reste souvent utilisée. Nous ferons de même quoique le seul aspect que nous envisagions dans la suite soit électromagnétique, car le traitement est à la fois plus simple, immédiatement interprétable et bien adapté à notre problème.

A la notion de couplage entre les quasi-particules, se substitue la grandeur classique $\vec{P}$ qui se nomme polarisation du milieu. Elle traduit l'effet de déplacement des charges soumises à une excitation électrique. De manière symétrique, ce mouvement de charge est un terme source pour le champ électromagnétique et intervient en modifiant ses propriétés.

II.1.2 - Relation de dispersion

L'essentiel des informations intéressantes concernant la propagation de la lumière dans la matière est contenue dans la relation de dispersion qui lie la fréquence ω d'une onde plane à son vecteur d'onde $\vec{k}$. Les équations de base pour l'obtenir sont les équations de Maxwell liant les divers champs entre eux. Elles sont écrites ci-dessous pour un milieu non magnétique et non chargé en volume :

$$\overrightarrow{Rot}\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (II.1) \qquad \text{div}\ \vec{B} = 0 \qquad (II.2)$$

$$\text{div}\ \vec{D} = 0 \qquad (II.3) \qquad \vec{rot}\ \vec{B} = \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (II.4)$$

Dans chaque milieu supposé linéaire et isotrope, elles sont complétées par une relation du type :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \qquad (II.5)$$

ε_0 et μ_0 sont respectivement les permittivités électrique et magnétique du vide. ε est la constante diélectrique du matériau considéré. En combinant

ces diverses équations, on obtient l'équation de propagation :

$$\Delta \vec{s} - \frac{1}{c^2} \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{s}}{\partial t^2} = 0 \qquad \text{(II.6)}$$

$c = (\varepsilon_o \mu_o)^{-1/2}$ est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et $\vec{s}$ représente indifféremment l'un ou l'autre des champs $\vec{E}$ ou $\vec{B}$ dans cette équation.

On cherche les solutions de cette équation sous forme d'ondes planes monochromatiques progessives ; on peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{\mathcal{E}} \exp j\,(\omega t - \vec{k}.\vec{r}) \\ \vec{B} &= \vec{\mathcal{B}} \exp j\,(\omega t - \vec{k}.\vec{r}) \\ \vec{P} &= \vec{\mathcal{P}} \exp j\,(\omega t - \vec{k}.\vec{r}) \end{aligned} \qquad \text{(II.7)}$$

Substituées dans l'équation de propagation (II.6) ces équations conduisent à la relation de dispersion suivante :

$$c^2 |\vec{k}|^2 - \varepsilon \omega^2 = 0 \qquad \text{(II.8)}$$

La dépendance en fréquence de la constante diélectrique peut être exprimée par l'intermédiaire d'un modèle mécanique traitant le mouvement des électrons.

La polarisation est créée par le déplacement des électrons par rapport aux charges positives fixes. Ce déplacement est noté $\vec{r}$, la charge portée par les électrons est l'opposée de la charge élémentaire e, la densité volumique des électrons est notée N. En conséquence :

$$\vec{P} = - Ne \vec{r} \qquad \text{(II.9)}$$

Le mouvement de l'électron soumis à la force électrique $-e\vec{E}$ obéit à la loi de la dynamique :

$$m \left(\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{d \vec{r}}{dt} \right) = - e \vec{E} \qquad \text{(II.10)}$$

Le terme d'amortissement fluide $\frac{1}{\tau} \frac{d \vec{r}}{dt}$ traduit phénoménologiquement l'effet d'un grand nombre de collisions subies par les électrons, soit avec les atomes du réseau métallique, soit entre eux. Il n'y a pas de force de rappel due au réseau dans le cas du métal, car on suppose les électrons totalement libres.

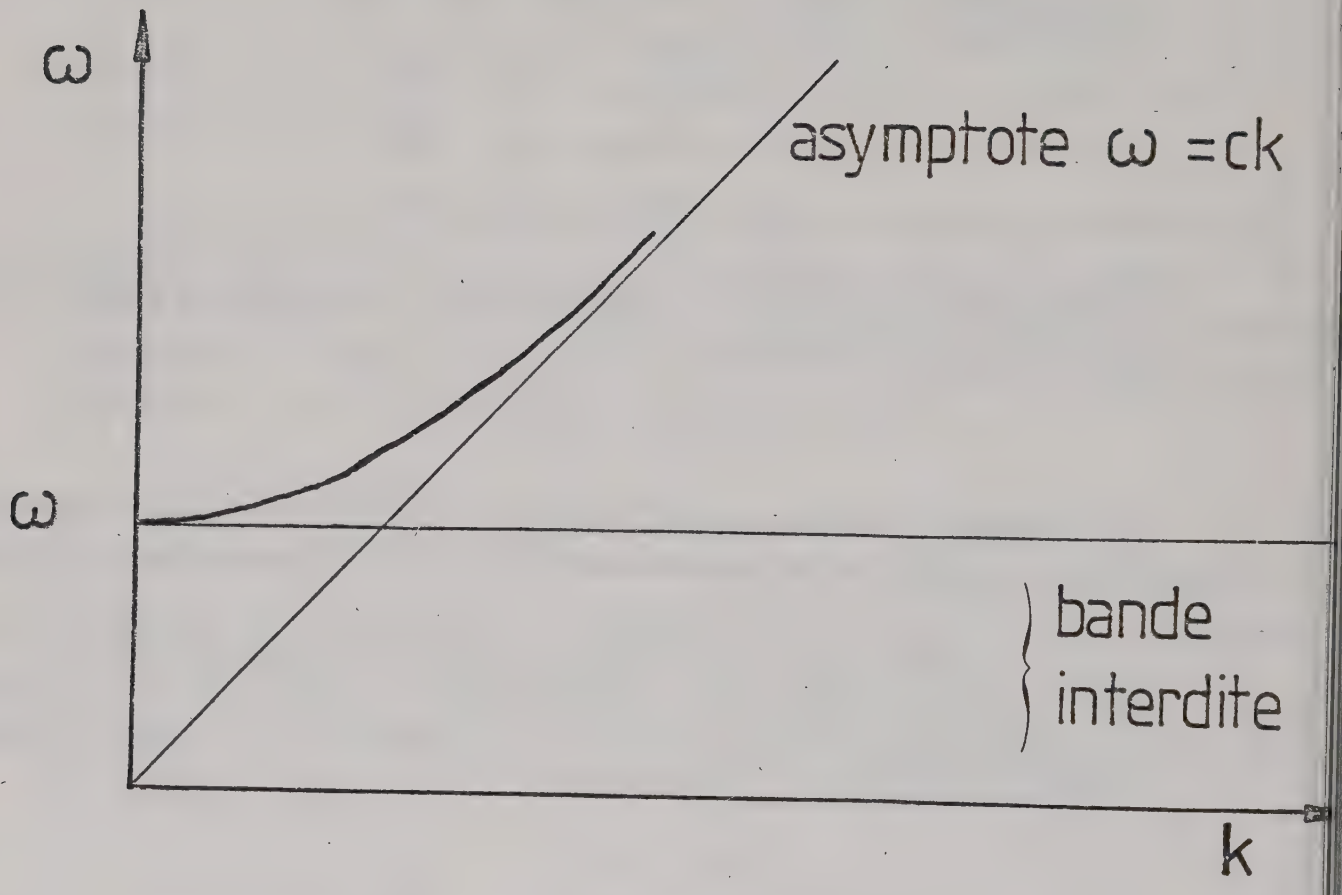


Figure 16 : Courbe de dispersion des plasmons de volume

La résolution simultanée des équations (II.9) et (II.10) dans le cas où l'on a des ondes planes monochromatiques vérifiant (II.7) conduit au résultat :

$$\vec{\mathcal{P}} = -\frac{N e^2}{m} \frac{1}{\omega^2 - j\omega/\tau} \qquad \text{(II.11)}$$

soit

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega/\tau} \qquad \text{(II.12)}$$

On a posé $\omega_p^2 = N e^2/m\varepsilon_0$. ω_p est appelée pulsation plasma. Dans les métaux, elle est de l'ordre de 10^{16} Hz.

Cette forme analytique de la constante diélectrique d'un métal sera utilisée par la suite pour discuter certains résultats.

En l'absence d'amortissement, la relation de dispersion (II.8) devient

$$c^2|\vec{k}|^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \qquad \text{(II.13)}$$

En raison de l'isotropie, on peut la tracer dans un diagramme (ω,k) où $k = |\vec{k}|$ (figure 16). On remarque que k n'est réel que si ω est supérieure à la pulsation plasma ω_p. Toute la zone où ω est inférieure à ω_p est une bande interdite dans laquelle il n'y a pas de mode de propagation possible dans le volume du matériau. Pour les métaux usuels, cette zone correspond à l'infrarouge et au visible, c'est-à-dire au domaine de l'optique. C'est la raison pour laquelle les métaux sont réfléchissants dans ce domaine de fréquences.

II.2 - Les plasmons de surface

Considérons maintenant qu'une interface plane sépare un métal d'un diélectrique. On cherche les modes de propagation dans chaque demi-espace sous la forme d'une superposition de deux ondes planes monochromatiques, l'une entrante et l'autre sortante. La composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface, $k_{//i}$ dans le milieu i(i=1,2), est portée par l'axe x orienté dans le sens de la propagation. L'axe z est normal à l'interface et orienté du diélectrique 2 vers le milieu métallique 1. Les phénomènes sont indépendants de la troisième coordonnée y (figure 17).

Dans chaque milieu, on peut écrire :

$$\vec{s_i} = (\vec{C_i} \exp(-j\, k_{\perp i} z) + \vec{D_i} \exp(+ j\, k_{\perp i} z)) \exp j(\omega t - k_{//i} x) \qquad (II.14)$$

Le premier terme à l'intérieur de la parenthèse représente une onde se dirigeant vers l'interface dans le milieu 2, et s'en éloignant dans le milieu 1. Le second terme représente une onde entrante dans le milieu 1 et sortante dans le milieu 2. Les ondes sortantes doivent être d'amplitude finie à l'infini. En conséquence, la partie imaginaire de $k_{\perp i}$ doit être négative :

$$\mathrm{Im}\,(k_{\perp i}) < 0 \qquad (II.15)$$

Les grandeurs obéissent à la relation de dispersion issue de l'équation de propagation (II.6). Dans chaque milieu, elle s'exprime sous la forme :

$$\varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} = k_{//1}^2 + k_{\perp 1}^2 \qquad (II.16)$$

$$\varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c_2} = k_{//2}^2 + k_{\perp 2}^2 \qquad (II.17)$$

Les constantes diélectriques ε_1 et ε_2 sont supposées connues. Nous admettrons que la dépendance en fréquence de $\varepsilon_1(\omega)$ est donnée par (II.12) et que, dans le milieu diélectrique, ε_2 est constante et indépendante de la fréquence.

La présence d'une interface impose dans ce plan des conditions de continuité aux champs électriques et magnétiques, obtenues à partir des équations de Maxwell intégrées :

Continuité de la composante normale de $\vec{D}$

$$D_{1\perp} = D_{2\perp} \qquad (II.18)$$

Continuité de la composante tangentielle de $\vec{E}$

$$E_{1//} = E_{2//} \qquad (II.19)$$

Continuité de la composante normale de $\vec{B}$

$$B_{1\perp} = B_{2\perp} \qquad (II.20)$$

Continuité de la composante tangentielle de $\vec{B}$

$$B_{1//} = B_{2//} \qquad \text{(II.21)}$$

En raison de la symétrie du système considéré, qui est invariant suivant l'axe y, et compte tenu des hypothèses de linéarité dans chaque milieu, tout champ peut être décomposé selon deux polarisations indépendantes de la manière suivante :

. Une onde transverse électrique (TE) ou onde s, pour laquelle le champ électrique $\vec{E}$ est perpendiculaire au plan d'incidence de l'onde sur l'interface. Si on note $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ les vecteurs unitaires suivant les axes x, y, z respectivement, on peut écrire :

$$\vec{E} = E\,\hat{y}$$

On peut déduire directement le champ magnétique $\vec{B}$ de l'équation de Maxwell (II.1) :

$$\vec{B} = \frac{1}{j\omega}\left(\frac{\partial E}{\partial z}\hat{x} - \frac{\partial E}{\partial x}\hat{z}\right)$$

. Une onde transverse magnétique (TM) ou onde p, pour laquelle le champ magnétique $\vec{B}$ est perpendiculaire au plan d'incidence de l'onde sur l'interface : $B = B\,\hat{y}$

Le champ électrique est alors déterminé par l'équation de Maxwell (II.4) :

$$\vec{E} = -\frac{c^2}{j\omega\varepsilon}\left(\frac{\partial B}{\partial z}\hat{x} - \frac{\partial B}{\partial x}\hat{z}\right)$$

Traiter séparement ces deux polarisations n'entraîne pas de perte de généralité. Si on pose, dans le cas TE : $\vec{s_i} = \vec{E_i}$, $\alpha_i = k_{\perp i}$ et, dans le cas TM $\vec{s_i} = \vec{B_i}$, $\alpha_i = k_{\perp i}/\varepsilon_i$, les calculs sont formellement identiques pour les deux polarisations et peuvent être menés en parallèle. Les relations de continuité (II.18) à (II.21), prises sur l'interface où z = 0 conduisent à des relations liant $k_{//i}$, α_i et les constantes C_i, D_i définies par (II.14). Il vient :

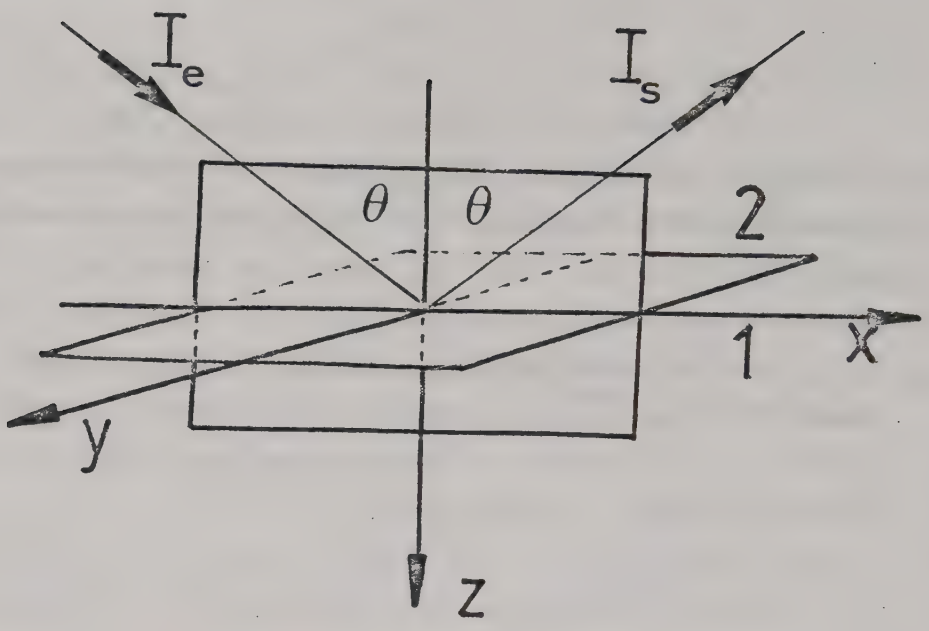


Figure 17 : Système de coordonnées pour l'étude des plasmons de surface

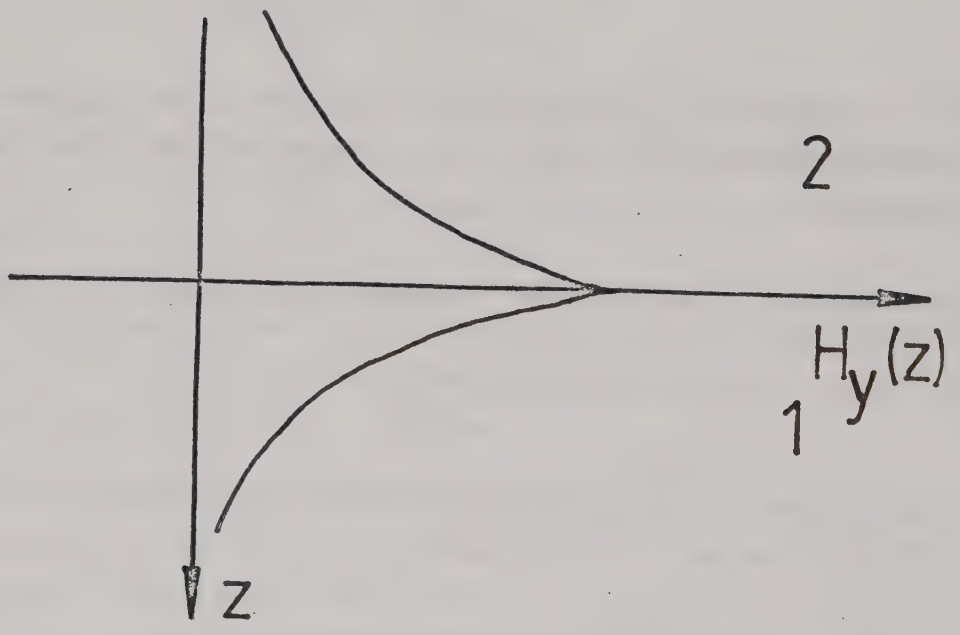


figure 18 : Confinement de l'onde au niveau de l'interface

$$k_{//1} = k_{//2}$$

$$C_1 + D_1 = C_2 + D_2$$

$$k_{//1}\,(C_1+D_1) = k_{//2}\,(C_2+D_2)$$

$$\alpha_1\,(C_1 - D_1) = \alpha_2\,(C_2-D_2)$$

Dans tous les cas, $k_{//1}$ étant identique à $k_{//2}$, on peut poser $k_{//1} = k_{//2} = k_{//}$ (II.22). Les modes propres de l'interface sont définis par l'absence d'ondes entrantes dans le système, soit $D_1=0$, $C_2=0$. Les relations ci-dessus s'écrivent alors :

$$C_1 = D_2$$
$$\alpha_1 C_1 = \alpha_2 D_2$$

Elles ne peuvent être simultanément satisfaites que si la somme $\alpha_1 + \alpha_2$ s'annule, ce qui est une condition supplémentaire sur les vecteurs d'onde, déjà astreints aux relations de dispersion (II.16) et (II.17) ainsi qu'à (II.22).

Dans le cas d'une d'onde TE, l'ensemble de ces conditions ne peut être rempli. Par contre, dans le cas TM, il est possible de trouver une solution compatible avec l'égalité $\alpha_1 + \alpha_2 = 0$, soit :

$$\frac{k_{\perp 1}}{\varepsilon_1} = -\frac{k_{\perp 2}}{\varepsilon_2} \qquad \text{(II.23)}$$

Pour que les amplitudes des ondes sortantes restent finies, la relation (II.15) sur la partie imaginaire de $k_{\perp i}$ doit être vérifiée, ce qui impose que ε_1 et ε_2 soient de signe opposé, c'est-à-dire qu'on doit se placer dans le domaine de fréquences où ε_1 est négatif. Si on néglige l'amortissement, ceci se produit aux fréquences inférieures à ω_p. La composante $k_{//}$ du vecteur d'onde est nécessairement réelle, la relation (II.16) impose à $k_{\perp 1}$ d'être imaginaire pur, de même que $k_{\perp 2}$. Le champ électromagnétique est donc évanescent de part et d'autre de l'interface le long de laquelle il se propage. Il ne prend une valeur importante qu'au voisinage immédiat de celle-ci (figure 18).

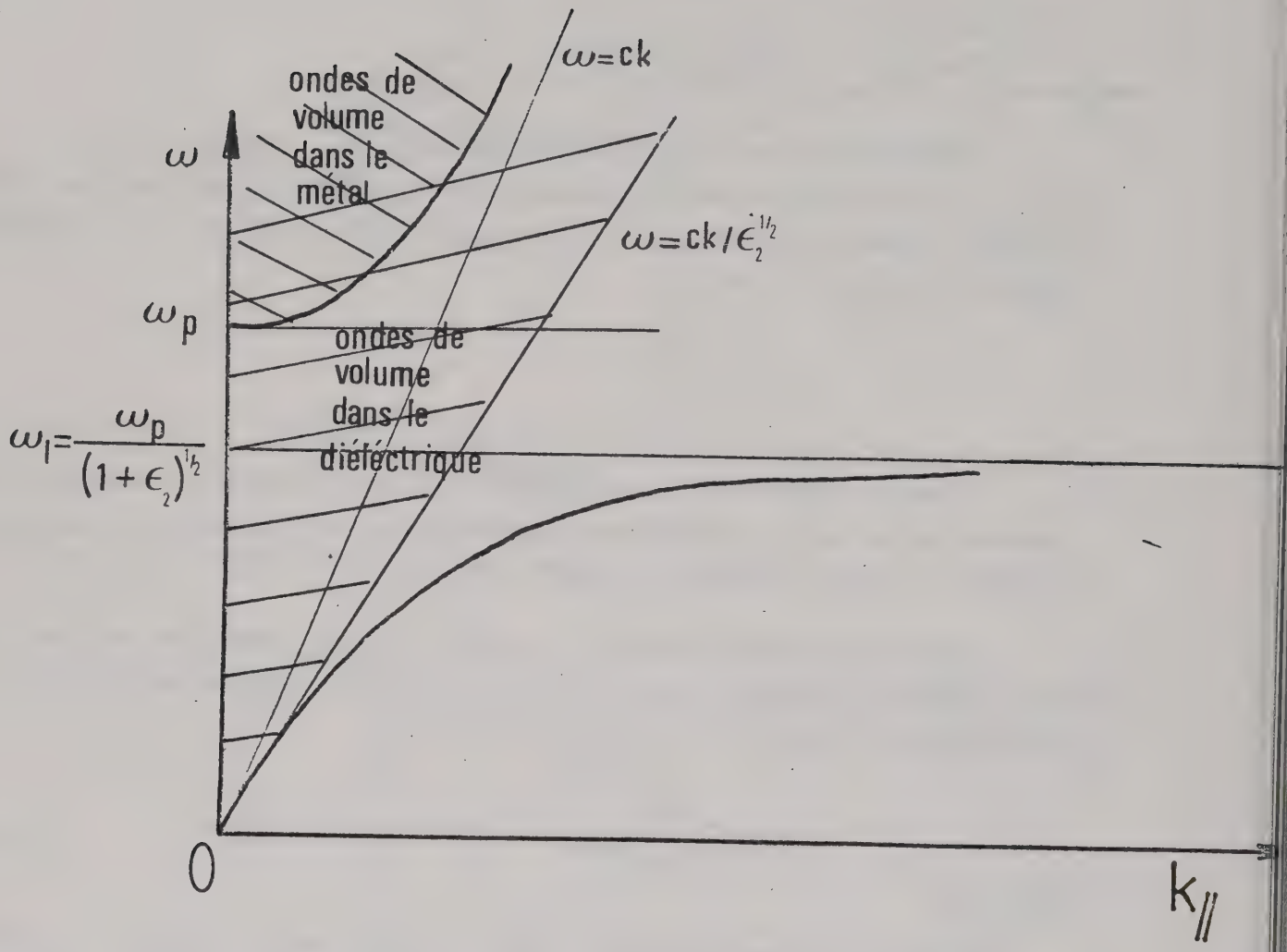


figure 19 : courbe de dispersion des plasmons de surface

La relation liant le vecteur d'onde $k_{//p}$ et la fréquence ω définit le mode propre et peut être obtenue en utilisant les relations (II.16), (II.17), (II.22) et (II.23) :

$$\frac{\omega^2}{\varepsilon_1 c^2} - \frac{k_{//}^2}{\varepsilon_1^2} = \frac{k_{\perp 1}^2}{\varepsilon_1^2} = \frac{k_{\perp 2}^2}{\varepsilon_2^2} = \frac{\omega^2}{\varepsilon_2 c^2} - \frac{k_{//}^2}{\varepsilon_2^2}$$

$$k_{//p}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right) \qquad \text{(II.24)}$$

Cette relation apparaît comme la relation de dispersion d'un mode de surface. A ce mode peuvent être associés des bosons : les plasmons de surface. Ce sont ici les oscillations collectives de charges de la surface qui interviennent. Comme nous l'avions déjà fait remarquer pour les plasmas de volume, on utilise souvent le terme de plasmons de surface pour désigner l'effet physique, plutôt que les quasi-particules. Rappelons un résultat important : les plasmons de surface n'existent que pour des ondes de polarisation TM.

Examinons plus en détail la relation de dispersion (II.24) dans laquelle le produit $\varepsilon_1 \varepsilon_2$ est négatif. La nécessité d'avoir $k_{//p}$ réel impose $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ négatif. Compte tenu des variations de ε_1 données par la relation (II.12) dans laquelle l'amortissement est supposé nul, la fréquence est inférieure à une fréquence limite $\omega < \omega_1 = \omega_p/(1+\varepsilon_2)^{\frac{1}{2}}$. Cette dernière fréquence ω_1 est elle-même inférieure à la fréquence plasma ω_p. Dans ces conditions, $k_{//p}$ est toujours supérieur à la valeur $\sqrt{\varepsilon_2}\ \omega/C$ qui est la valeur du vecteur d'onde d'une onde se propageant dans le milieu 2, c'est-à-dire la limite supérieure de la composante $k_{//}$.

Il n'est donc pas possible de trouver une onde de volume, dans aucun des deux milieux, dont la fréquence ω et le vecteur d'onde parallèle à l'interface $k_{//}$ correspondent à ceux de l'onde de plasmons de surface $(\omega, k_{//p})$.

La relation de dispersion des plasmons de surface est représentée sur la figure 19. Elle présente une asymptote pour $\omega = \omega_1 = \omega_p/(1+\varepsilon_2)^{\frac{1}{2}}$. Le comportement des plasmons de surface de basse fréquence est voisin de celui des photons se propageant dans le milieu 2, parallèlement à l'interface.

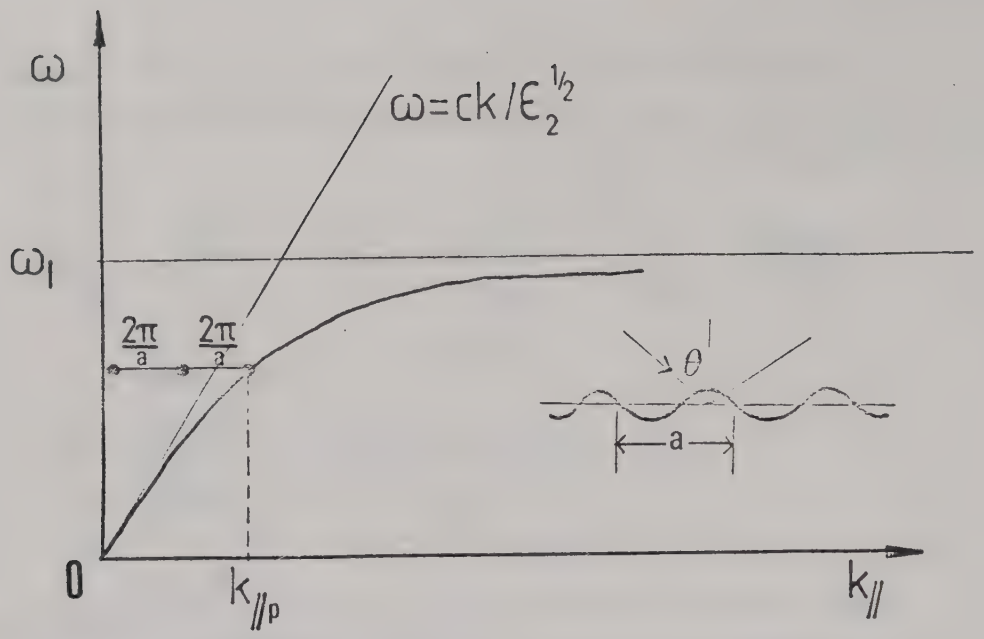


Figure 20 : Excitation des plasmons de surface par un réseau de pas a sous incidence ϑ.

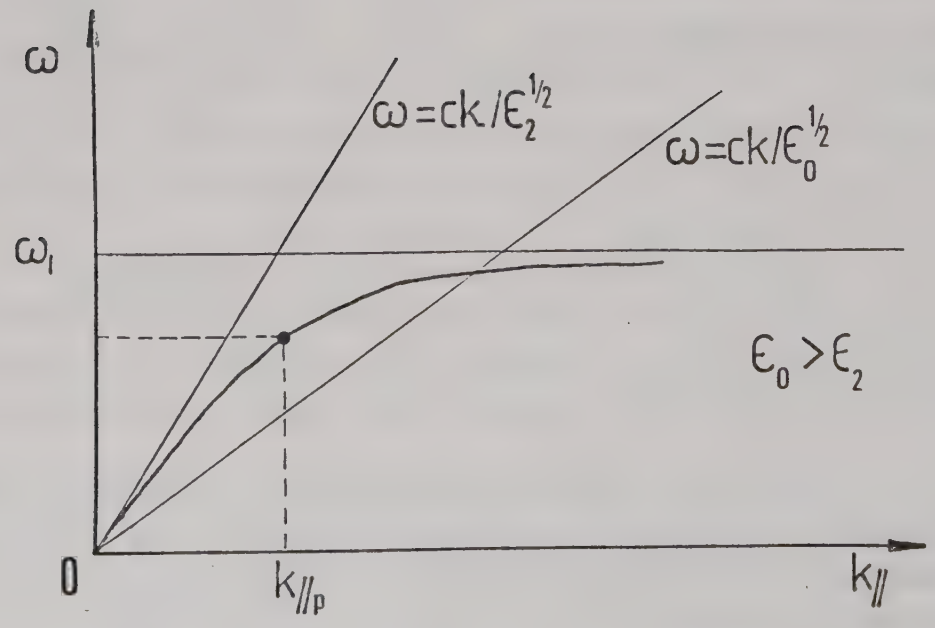


Figure 21 : Principe de l'excitation des plasmons de surface par la méthode de ATR.
L'angle d'incidence efficace vérifie $\frac{\omega}{c}\ \varepsilon_0^{1/2} \sin\vartheta = k_{//p}$

Conjointement, l'extension de l'onde de surface dans le milieu 2 : $1/k_{\perp 2}$ augmente tandis que, dans le milieu 1 elle diminue avec $1/k_{\perp 1}$.

Les relations de continuité peuvent également être utilisées pour calculer le facteur de réflexion d'une interface. Supposons qu'il n'existe une onde incidence que dans le milieu 2 et aucune dans le milieu 1 ($D_1 = 0$). Dans ce cas, on obtient :

$$C_1 = C_2 + D_2$$

$$\alpha_1 C_1 = \alpha_2 (C_2 - D_2)$$

Le facteur de réflexion r défini par $r = \frac{D_2}{C_2}$ vaut alors :

$$r = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2}$$

Dans le cas d'une onde de polarisation TM, il existe un angle d'incidence, l'angle de Brewster pour lequel la réflexion est nulle : $r = 0$. Alors $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, et cette égalité conduit rigoureusement à la relation (II .24). Mais, dans ce cas, pour être satisfaite, la relation $k_{\perp 1}/\varepsilon_1 - k_{\perp 2}/\varepsilon_2 = 0$ nécessite des matériaux dont la constante diélectrique est positive. $k_{//}$ reste toujours inférieur à $\sqrt{\varepsilon_1}\ \omega/C$ et $\sqrt{\varepsilon_2}\ \omega/C$. $k_{\perp 1}$ et $k_{\perp 2}$ sont réels. Les ondes peuvent se propager dans chacun des milieux et ne sont plus confinées à l'interface. Il ne s'agit pas d'un mode de surface mais d'un mode rayonné appelé mode de Brewster [36].

En présence d'absorption, la relation de dispersion se calcule de la même manière et l'équation (II.24) reste exacte, mais la présence d'une partie imaginaire dans les constantes diélectriques conduit à un vecteur d'onde parallèle à la surface $k_{//}$ comportant une partie imaginaire. Ceci exprime que les plasmons se désexcitent. L'énergie contenue dans l'onde diminue au cours de la propagation. Néanmoins, on peut généralement considérer que l'amortissement est faible. Il provient pour la plus grande partie du métal. On peut obtenir une forme approchée de l'amortissement en développant (II.12) sous la forme :

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - j\,\frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau} = \varepsilon_1^o - j\,\eta_1$$

$k_{//p}$ peut être également développé en fonction du terme η_1 :

$$k_{//p} = \frac{\omega}{C}\left(\frac{\varepsilon_1^o\,\varepsilon_2}{\varepsilon_1^o + \varepsilon_2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - j\,\frac{\eta_1}{2}\,\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^o\,(\varepsilon_1^o + \varepsilon_2)} + \ldots\right) = k_{//p}^o - j\,k_a \qquad \text{(II.25)}$$

$k^{o}_{//p}$ représente la composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface, telle qu'elle serait en l'absence d'amortissement. $j\,k_a$ est l'amortissement intrinsèque de l'onde de plasmons. On peut considérer $1/k_a$ comme la longueur moyenne sur laquelle les plasmons se propagent. Si on injecte la forme analytique de ε_1 dans la formule (II.25), on remarque que l'amortissement effectif est d'autant plus faible que ω tend vers zéro : les plasmons sont moins amortis dans l'infrarouge.

II.3 - Excitation optique des plasmons de surface

Les plasmons se désexcitent du fait de l'amortissement des oscillations dans le métal et doivent donc recevoir un apport d'énergie pour pouvoir être observés. Le transfert d'énergie n'est efficace que s'il est résonnant à la fréquence ω et au vecteur d'onde $k_{//p}$. Comme nous l'avons déjà remarqué, aucun mode de volume se propageant dans l'un ou l'autre des milieux adjacents ne peut posséder ces valeurs $(\omega, k_{//p})$.

On ne pourra donc pas exciter l'onde de surface directement. Nous décrivons ci-dessous deux méthodes optiques indirectes utilisées pour réaliser l'accord des composantes longitudinales des vecteurs d'onde de l'onde incidente et de l'onde de surface.

II.3.1 - Réseau de diffraction

L'interface n'est plus une interface plane mais un réseau périodique de pas a. Un photon, incident sur le réseau à partir du milieu diélectrique 2, peut acquérir une impulsion supplémentaire parallèlement au plan moyen de l'interface, multiple de la quantité $\hbar \frac{2\pi}{a}$, tout en conservant la même fréquence (figure 20). Les angles d'incidence des ondes qui sont efficaces pour exciter les plasmons forment un ensemble $\{\theta_n\}$ et vérifient la condition :

$$\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}\,\sin\theta_n = k_{//p} - n\frac{2\pi}{a}$$

Sous ces conditions, la valeur de $k_{//}$ satisfait la relation de dispersion et l'excitation est résonnante.

II.3.2 - Réflexion totale frustrée

Une onde ayant la même fréquence ω et la même composante $k_{//p}$ que l'onde de surface ne peut se propager dans le milieu diélectrique de constante diélectrique ε_2. Par contre, dans un milieu de constante diélectrique ε_o

supérieure à ε_2, de telles ondes de volume peuvent exister. En approchant à la distance d de l'interface le matériau de constante diélectrique ε_0, on peut utiliser, pour des valeurs de d assez faibles, l'onde évanescente associée à la réflexion totale d'une onde $(\omega, k_{//})$ pour exciter les plasmons de surface (figure 21). La résonance aura lieu lorsque la composante longitudinale du vecteur d'onde : $k_{//} = \sqrt{\varepsilon_0}\,\frac{\omega}{c}\sin\theta$ sera égale à la constante de propagation de l'onde de surface $k_{//p}$. L'énergie de l'onde incidente est alors transférée à l'onde de surface, et localisée le long de l'interface métal diélectrique. L'intensité de l'onde réfléchie est considérablement réduite. C'est l'origine de la dénomination de "réflexion totale frustrée" souvent désignée par son sigle anglo-saxon ATR (Attenuated Total Reflection). Nous avons utilisé cette méthode et nous allons la décrire de façon plus détaillée.

II.4 - Etude de la réflexion totale frustrée

II.4.1 - Configurations expérimentales

Le couplage par l'intermédiaire de l'onde évanescente peut se faire soit à travers le diélectrique, soit à travers le métal (figure 22). Dans le premier cas, le diélectrique 2 est alors de l'air et les plasmons sont excités à l'interface métal-air. Cette géométrie est connue sous le nom de configuration d'Otto. Dans le second cas, il s'agit de la configuration de Kretschmann, dans laquelle une mince couche métallique est déposée sur le substrat formé par le matériau 0 et les plasmons sont excités à l'interface extérieure. C'est cette géométrie que nous considérons ultérieurement.

Dans les deux cas, le milieu 0 doit être vu sous un angle tel qu'il y ait réflexion totale. Le milieu d'entrée est donc taillé généralement sous la forme d'une hémisphère, ou d'un prisme dont l'angle est adapté pour qu'il soit attaqué normalement lorsque l'on est au voisinage de l'angle d'incidence correspondant à l'excitation des plasmons de surface.

II.4.2 - Relation de dispersion

La présence d'une deuxième interface au voisinage de celle servant de support aux plasmons modifie la relation de dispersion établie dans le cas d'une interface simple [37]. Nous allons établir la nouvelle relation de dispersion en nous limitant aux ondes TM. Le champ dans chaque milieu est mis sous la forme de la superposition de deux ondes se propageant en sens inverse (II.14) dont la

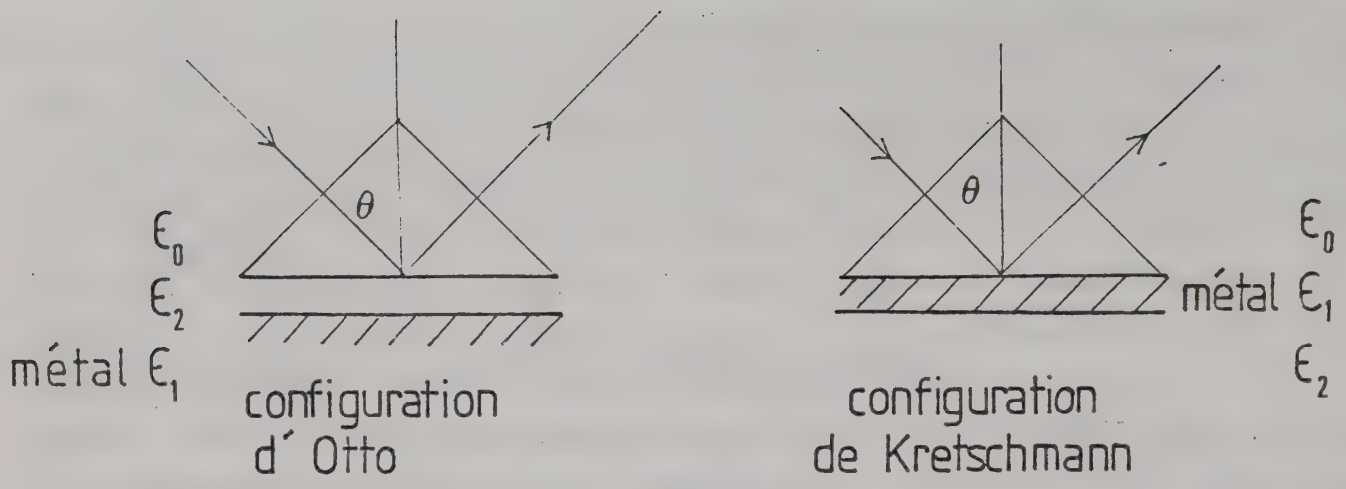


Figure 22 : Les deux configurations d'excitation de la méthode ATR

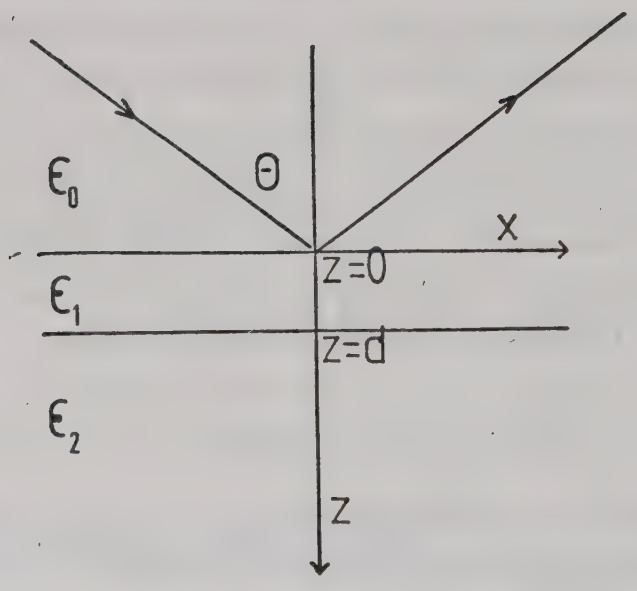


Figure 23 : Système de coordonnées pour l'étude de la réflexion totale frustrée

partie du vecteur d'onde parallèle aux couches est la même dans tous les milieux en raison de la transitivité de (II.22). L'axe z qui porte la normale aux couches est dirigé du milieu 0 vers le milieu 2 (figure 23). L'épaisseur de la couche métallique intermédiaire est d et l'origine z = 0 est prise à l'interface diélectrique 0-métal 1. Nous nous limitons au cas concernant l'ATR dans la configuration de Kretschmann. L'excitation provient du milieu 0 et est représentée par C_0. Il n'y a pas d'onde entrante par le milieu 2 ($D_2 = 0$). Le système à résoudre qui résulte des équations de continuité en z = 0 et z = d est le suivant :

$$C_1 + D_1 = C_0 + D_0$$

$$\alpha_1(C_1 - D_1) = \alpha_0 (C_0 - D_0)$$

$$C_1 e^{-j k_{\perp 1} d} + D_1 e^{j k_{\perp 1} d} = C_2 e^{-j k_{\perp 2} d}$$

$$\alpha_1(C_1 e^{-j k_{\perp 1} d} - D_1 e^{j k_{\perp 1} d}) = \alpha_2 C_2 e^{-j k_{\perp 2} d}$$

On rappelle que l'on a posé $\alpha_i = k_{\perp i}/\varepsilon_i \quad i = 0, 1, 2.$

Les modes propres de la structure correspondent à l'absence d'excitation ($C_0 = 0$). Nos conditions imposent que les parties imaginaires de $k_{\perp 0}$ et de $k_{\perp 1}$ soient négatives. On choisit également la partie imaginaire de $k_{\perp 1}$ négative pour pouvoir comparer avec les résultats du § II.2.

Les modes existent si on peut annuler le déterminant du système d'équations ci-dessus :

$$\begin{vmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ \alpha_0 & \alpha_1 & -\alpha_1 & 0 \\ 0 & e^{-jk_{\perp 1}d} & e^{jk_{\perp 1}d} & -e^{-jk_{\perp 2}d} \\ 0 & \alpha_1 e^{-jk_{\perp 1}d} & -\alpha_1 e^{jk_{\perp 1}d} & -\alpha_2 e^{-jk_{\perp 2}d} \end{vmatrix} = 0$$

soit $$(\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) e^{-2jk_{\perp 1}d} = 0 \qquad (II.26)$$

Cette relation permet d'obtenir la relation de dispersion attachée à chacun des modes propres du système. Elle n'est pas simple; on va la discuter sans l'établir. On peut remarquer que, lorsque l'épaisseur de la couche est très grande,

en raison de la partie imaginaire négative de $k_{\perp 1}$, le deuxième terme s'annule. On retrouve alors les modes de deux interfaces séparées : $\alpha_0 + \alpha_1 = 0$ et $\alpha_1 + \alpha_2 = 0$. Si l'épaisseur d du métal diminue, le couplage augmente, mais les deux branches restent séparées. Le terme de couplage reste généralement faible et les modes se propageant sur chaque interface simple métal-diélectrique sont peu perturbés, ce qui justifie l'approche du paragraphe II.3.2 dans lequel nous avions négligé la perturbation introduite sur ce mode.

Considérons plus particulièrement l'excitation par la méthode ATR du mode attaché à l'interface métal 1-diélectrique 2. Il peut y avoir propagation dans le diélectrique 0 et, en conséquence la constante de propagation $k_{//}$ est inférieure à $\varepsilon_0 \frac{\omega}{c}$. En l'absence d'amortissement dû aux matériaux, il apparaît néanmoins une partie imaginaire dans la relation (II.26), car α_0 reste réel tandis que α_1 et α_2 sont imaginaires purs. L'excitation des plasmons est amortie. Ceci se comprend aisément car l'onde sortante dans le milieu 0 est propagative. C'est elle qui contribue à extraire de l'énergie aux plasmons en la transférant aux photons rayonnés. Le mode ne sera observé qu'en présence d'une excitation.

II.5 - Etude du facteur de reflexion

Pour étudier l'excitation des plasmons par une onde lumineuse dans une structure telle que celle décrite ci-dessus, le facteur de réflexion est le paramètre essentiel. Dans le cas considéré, il est défini par $r = D_0/C_0$.

A partir des relations de continuité des champs, on obtient :

$$r = \frac{(\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2)\, e^{-2jk_{\perp 1}d}}{(\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2)\, e^{-2jk_{\perp 1}d}} \qquad \text{(II.27)}$$

Considérons le rapport entre l'intensité du champ au niveau de l'interface métal 1 - diélectrique 2 et l'intensité du champ de l'onde incidente :

$$g = \frac{C_2\, e^{-jk_{\perp 2}d}}{C_0}$$

$$g = \frac{4\,\alpha_0\,\alpha_1\, e^{-jk_{\perp 1}d}}{(\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2)e^{-2jk_{\perp 1}d}} \qquad \text{(II.28)}$$

Le dénominateur tend vers zéro lorsque la condition (II.26) définissant les modes propres du système est approximativement satisfaite. Ainsi, lorsque le mode est excité, le champ est concentré au voisinage de l'interface sur laquelle on attendait logiquement l'onde de plasmons de surface. On peut, en conséquence, prévoir un minimum du facteur de réflexion correspondant au transfert d'énergie de l'onde excitatrice vers l'onde de surface. L'annulation du dénominateur en cas d'accord parfait est évitée en prenant en compte l'absorption des matériaux.

Les calculs qui suivent sont approchés, mais ils permettent de dégager les traits caractéristiques de l'excitation des plasmons de surface par la méthode de la réflexion totale frustrée.

Nous avons déjà montré que les plasmons sont excités au voisinage de la valeur $k_{//p}$ donnée par la relation (II.24) issue de la relation $\alpha_1 + \alpha_2 = 0$. Nous tenons ici compte de la partie imaginaire de $k_{//p}$ donnée par (II.25) et cherchons à développer le facteur de réflexion pour une onde excitatrice $(\omega, k_{//})$ en fonction de la différence [38] :

$$k_{//} - k_{//p} = \delta k' + j \delta k''$$

$\delta k'$ et $\delta k''$ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'écart entre la composante du vecteur de l'onde parallèle au plan des interfaces et $k_{//p}$. Comme pour toute onde excitatrice, $k_{//}$ est réel, $\delta k''$ s'identifie avec la partie imaginaire de la relation (II.25).

$$\delta k' = k_{//} - k^0_{//p} \qquad \delta k'' = k^0_{//p} \frac{\eta_1 \varepsilon_2}{2\varepsilon_1^0 (\varepsilon_1^0 + \varepsilon_2)}$$

$\delta k''$ est positif, en vertu des signes des diverses grandeurs.

Les formules $\alpha_i^2 = \frac{\omega^2}{\varepsilon_i c^2} - \frac{k_{//}^2}{\varepsilon_1^2}$ donnent par différentiation, la fréquence étant fixée : $\alpha_i \, d\alpha_i \simeq - \frac{k_{//} \, d k_{//}}{\varepsilon_i^2}$

Au voisinage de $k_{//} = k_{//p}$, la somme $\alpha_1 + \alpha_2$ se développe de la manière suivante :

$$\alpha_1 + \alpha_2 \approx - k_{//p} (\delta k' + j \delta k'') \left(\frac{1}{\alpha_1 \varepsilon_1^2} + \frac{1}{\alpha_2 \varepsilon_2^2} \right)$$

Dans cette formule, l'influence de l'absorption des matériaux sur les grandeurs reste faible et joue le rôle d'un effet du second ordre, elle sera donc négligée. Tous les termes intervenant dans le facteur de réflexion r et ne contenant pas le facteur $(\alpha_1 + \alpha_2)$ sont multipliés par une exponentielle de module très petit (si $d > k_{\perp 1}$). Au même ordre d'approximation, l'absorption peut être négligée dans ces termes.

On peut alors considérer, en première approximation, les affirmations suivantes comme vraies pour tous ces termes :

$\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ réels

$k_{\perp 1}$, $k_{\perp 2}$ imaginaires purs $\qquad k_{/\!/ p} = k^o_{/\!/ p}$ réel

α_1, α_2 imaginaires purs $\qquad \alpha_o$ réel

$\exp(-2j\, k_{\perp 1} d)$ réel

Posons $r_{1o} = \dfrac{\alpha_o - \alpha_1}{\alpha_o + \alpha_1}$. On a $|r_{1o}| = 1$ et $r^*_{1o} = \dfrac{1}{r_{1o}}$

La décroissance des champs à l'infini impose $\mathrm{Im}(\alpha_2) < 0$. La relation $\alpha_1 + \alpha_2 = 0$ étant sensiblement vérifiée, on a donc $\mathrm{Im}(\alpha_1) > 0$. Comme α_o est positif, la partie imaginaire de r_{1o}, $\mathrm{Im}(r_{1o})$ est négative.

Posons également : $$\xi = \frac{-(\alpha_1 - \alpha_2)\, e^{-2jk_{\perp 1}d}}{k^o_{/\!/ p}\left(\dfrac{1}{\varepsilon_1^2\, \alpha_1} + \dfrac{1}{\varepsilon_2^2\, \alpha_2}\right)}$$

α_1 étant voisin de $-\alpha_2$, il vient :

$$\xi \simeq \frac{-2\,\alpha_1^2}{k^o_{/\!/ p}\left(\dfrac{1}{\varepsilon_1^2} - \dfrac{1}{\varepsilon_2^2}\right)} e^{-2j\, k_{\perp 1} d}$$

ξ est réel et négatif puisque $|\varepsilon_1| > |\varepsilon_2|$

On peut alors écrire :

$$r = r_{1o}\left(\frac{\delta k' + j\,\delta k'' + \xi\, r_{10}}{\delta k' + j\,\delta k'' + \xi\, r_{10}}\right)$$

soit : $$r = r_{10} \left(\frac{(\delta k' + \xi(\mathrm{Re}\,(r_{10})) + j\,(\delta k'' - \xi\,\mathrm{Im}\,(r_{10}))}{(\delta k' + \xi\,\mathrm{Re}\,(r_{10})) + j\,(\delta k'' + \xi\,\mathrm{Im}\,(r_{10}))} \right)$$

Posons $\Delta K = \delta k' + \xi\,\mathrm{Re}\,(r_{10})$

$$\beta = \delta k'' - \xi\,\mathrm{Im}\,(r_{10})$$

$$\gamma = \delta k'' + \xi\,\mathrm{Im}\,(r_{10})$$

Le facteur de réflexion en intensité est le carré du module de r :

$$R = \frac{(\Delta K)^2 + \beta^2}{(\Delta K)^2 + \gamma^2} = 1 - \frac{(\gamma^2 - \beta^2)}{(\Delta K^2) + \gamma^2}$$

en raison des conditions de signe sur $\delta k''$, ξ et $\mathrm{Im}(r_{10})$ on a $\gamma > \delta k'' > \beta$.

Le facteur de réflexion en intensité présente, lorsque ΔK varie, un creux profond, de forme lorentzienne, dont le minimum est centré en $\Delta K = 0$. La résonance a lieu pour $k_{//} = k^0_{//p} - \xi\,\mathrm{Re}\,(r_{10})$. Elle est légèrement décalée de la quantité $\xi\,\mathrm{Re}(r_{10})$ par rapport au mode en l'absence d'excitation. Cette quantité est petite si les deux interfaces sont découplées ($d > k_{\perp 1}$), mais augmente rapidement si l'épaisseur de la couche métallique décroît. Un couplage important des deux interfaces modifie la position des modes.

Les deux autres grandeurs intéressantes sont la demi-largeur à mi-hauteur γ et le facteur de réflexion au minimum β^2/γ^2. γ ne peut pas être rendu arbitrairement petit car sa valeur limite inférieure est la largeur intrinsèque du plasmon : $\gamma > \delta k''$. De même, on n'a pas intérêt à choisir l'épaisseur trop grande pour la couche métallique car, si on approche de $\gamma \simeq \delta k_i$, alors $\beta \simeq \delta k_i$ donne un facteur de réflexion au minimum trop important, conséquence d'un couplage trop faible entre le mode de la deuxième interface et l'onde excitatrice. On obtiendra le facteur de réflexion le plus bas si l'épaisseur d est telle que β s'annule) ; si elle existe, cette épaisseur vaut alors :

$$d = \frac{1}{2|K_{\perp 1}|} \mathrm{Ln}\left(\left| \frac{\delta k''}{\mathrm{Im}(r_{10})} \; \frac{k^0_{\|p}}{2\,\alpha_1^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_1^2} - \frac{1}{\varepsilon_2^2} \right) \right| \right) \qquad \text{(II.29)}$$

L'effet ci-dessus est également visible sur le carré du module de g. $|g|^2$ peut être développé de la même manière que R au voisinage de $k^0_{//p}$. A une constante multiplicative près indépendante de d et de ΔK, on peut écrire :

$$|g|^2 \propto \frac{\gamma - \delta k''}{(\Delta K)^2 + \gamma^2}$$

Ce facteur est maximum lorsque $\Delta K = 0$, c'est-à-dire à la valeur de résonance déjà trouvée précédemment. La valeur de ce facteur pour $\Delta K = 0$ est : $(\gamma - \delta k'')/\gamma^2$ qui est maximale si $\gamma = 2\delta k''$. Cette dernière condition est identique à la condition $\beta = 0$. Le minimum de réflectivité correspond à un maximum du champ au voisinage de l'interface où se produit le plasmon.

Très souvent, les variations du facteur de réflexion sont représentées non pas en fonction de $k_{//}$ mais en fonction de l'angle d'incidence du faisceau excitateur sous la forme $R(\theta)$. La valeur de la composante du vecteur d'onde parallèle à la surface est $k_{//} = \sqrt{\varepsilon_0}\,\frac{\omega}{c}\sin\theta$. En raison de la faible largeur de la résonance , les résultats précédents peuvent être transposés en remarquant qu'à un faible écart $\delta k_{//}$ correspond un décalage angulaire $\delta\theta$ vérifiant

$$\delta k_{//} = \sqrt{\varepsilon_0}\,\frac{\omega}{c}\cos\theta \cdot \delta\theta$$

La forme de la courbe $R(\theta)$ est encore lorentzienne.

On utilisera également, dans les études ultérieures, un matériau dont l'indice de réfraction $n = \sqrt{\varepsilon_0}$ peut varier. On peut alors tracer la courbe $R(n)$ pour un angle d'incidence fixé. Dans ce cas, $\delta k_{//} = \delta n \frac{\omega}{c}\sin\theta$ et la forme lorentzienne de la courbe apparaît de nouveau.

CHAPITRE III

BISTABILITE OPTIQUE PAR EXCITATION DE PLASMONS DE SURFACE

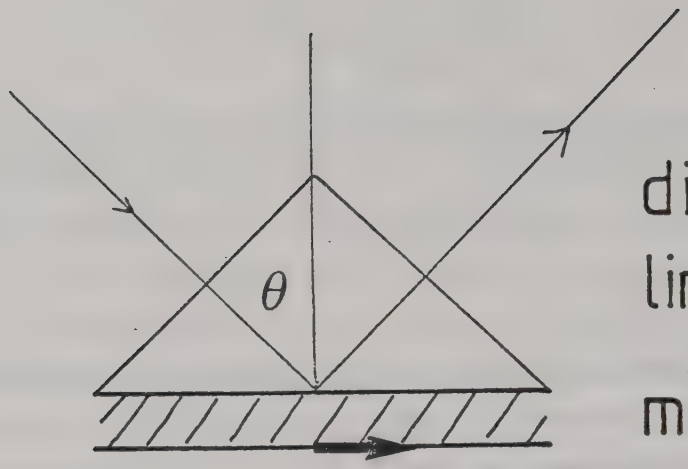
L'excitation résonnante de plasmons de surface peut être mise à profit pour réaliser un dispositif bistable optique, dans la mesure où on introduit une non-linéarité permettant d'obtenir le phénomène de contre réaction. Deux configurations d'excitation sont possibles suivant l'emplacement du milieu non linéaire (figure 24).

i) Les plasmons de surface se propagent à l'interface entre le matériau non linéaire et le métal. Lors d'une modification de l'indice de réfraction linéaire sous l'action de l'éclairement, la relation de dispersion des plasmons de surface est perturbée et l'efficacité de l'excitation varie. Lorsque la non-linéarité provient de l'effet Kerr optique, c'est le champ électrique de l'onde de surface qui agit directement. Le confinement de l'onde au voisinage de l'interface renforce le phénomène et cette configuration permet une sensibilité accrue du dispositif.

ii) Le diélectrique d'indice non linéaire constitue le milieu dans lequel se propagent les faisceaux incidents et réfléchis. La modification d'indice induite affecte les conditions d'excitation des plasmons qui, se propageant cette fois à l'interface entre le métal et un diélectrique linéaire, ont une relation de dispersion inchangée. G.M. Wysin et al. ont étudié théoriquement le premier cas [34], confirmant la possibilité de bistabilité et le seuil d'intensité du faisceau incident a été évalué à 300 MW/cm^2 à la longueur d'onde 1,06 μm, dans le cas d'une interface Ag/CS_2. La référence citée ne mentionne pas d'expérience confirmant ces valeurs. La nécessaire protection de la couche d'argent contre l'attaque chimique par CS_2 modifie la relation de dispersion des plasmons qui devient celle de l'interface Argent/couche de protection, et n'est plus que faiblement perturbée par l'éclairement (cf. Chap. IV).

Pour conserver le couple Ag/CS_2 qui présente l'avantage d'un faible amortissement du métal, tandis que CS_2 possède un coefficient non linéaire

i)

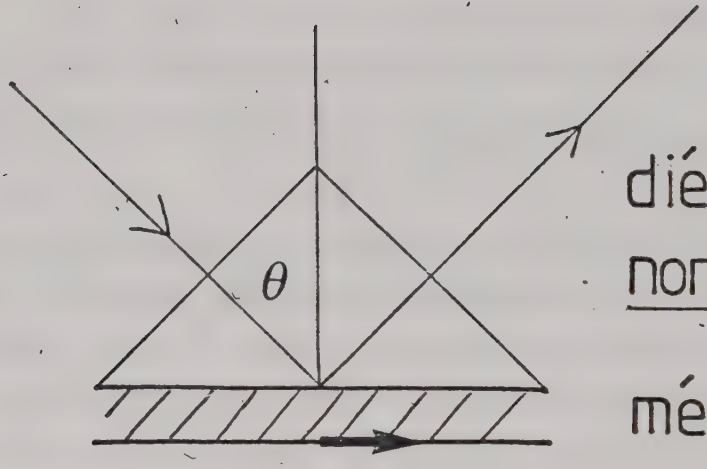


diéléctrique
linéaire

métal

diéléctrique
non linéaire

ii)



diéléctrique
non linéaire

métal

diéléctrique
linéaire

Figure 24 : Schéma des deux possibilités d'excitation des plasmons de surface en configuration de Kretschmann

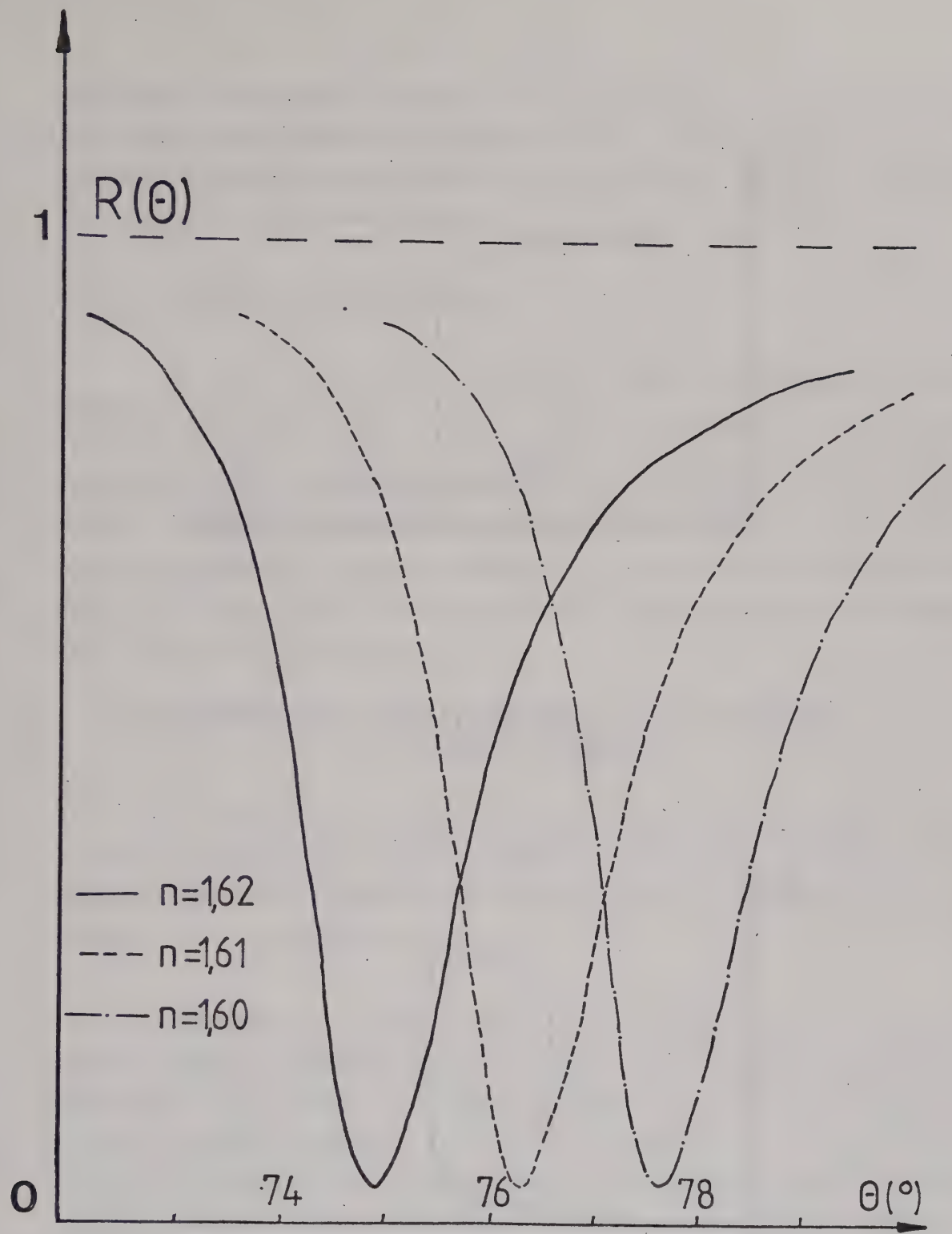


Figure 25 : Evolution, pour quelques valeurs de l'indice de CS_2, de la courbe donnant le facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence

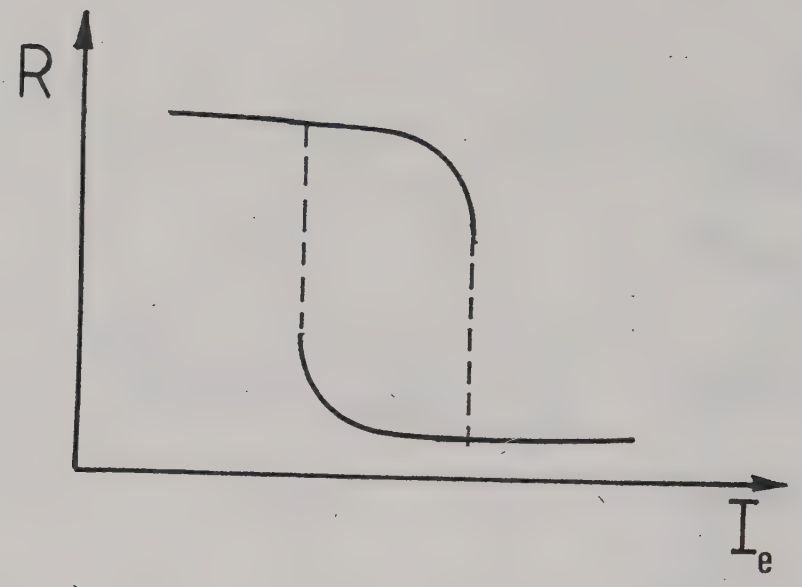


Figure 26 : Cycle de bistabilité lors d'un fonctionnement en régime thermique

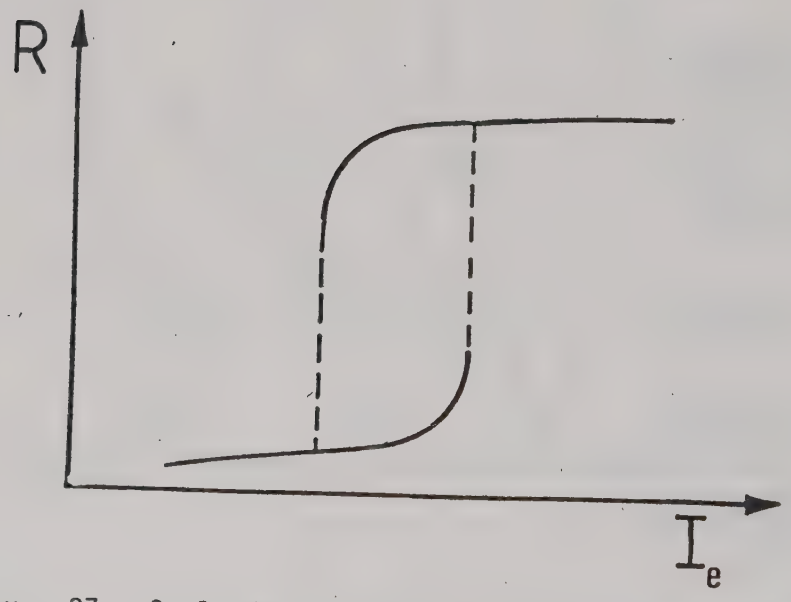


Figure 27 : Cycle de bistabilité lors d'un fonctionnement en régime d'effet Kerr optique

important, la deuxième solution est retenue. Nous montrons que la bistabilité est prévue théoriquement dans ces conditions, aussi bien dans le cas où les variations d'indice de CS_2 sont d'origine thermique, que dans celui où elles sont dues à l'effet Kerr optique.

III.1 - Principe de fonctionnement

Lorsque la structure de la figure 24 ii) est excitée par une onde plane monochromatique polarisée TM sous l'incidence oblique θ, il y a réflexion et la courbe donnant le facteur de réflexion en fonction de l'angle $R(\theta)$ présente un minimum aigu correspondant à l'excitation résonnante des plasmons de surface, lorsque la composante du vecteur d'onde parallèle à la surface est égale au vecteur de l'onde de plasmons. Le lieu des minima de réflectivité pour différentes valeurs de l'angle ou de l'indice est celui qui assure la conservation de la relation :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n \sin\theta = k^{o}_{//p}$$

Suivant la valeur de l'indice n du milieu à travers lequel se propage l'onde excitatrice, les courbes $R_n(\theta)$ sont légèrement différentes, et notamment l'angle pour lequel on obtient le minimum du facteur de réflexion est décalé (figure 25).

En raison de la finesse de l'accord résonnant, pour de faibles variations d'indice, ce décalage peut être supérieur à la largeur angulaire de la résonance. Si on dispose d'un moyen quelconque de modifier l'indice du matériau, on peut, à angle d'incidence fixé, être soit dans le cas où les plasmons de surface sont excités, soit dans le cas où ils ne le sont pas. En considérant l'onde réfléchie comme la grandeur de sortie du dispositif, on dispose ainsi de deux états, respectivement de faible et de forte réflexion entre lesquels il peut y avoir naissance du phénomène de bistabilité. Pour assurer la contre réaction, il suffit que la variation d'indice optique soit liée à l'intensité lumineuse des deux faisceaux se propageant dans le milieu non linéaire. Une variation de l'indice optique peut être générée des deux manières suivantes que nous considérons par la suite : par influence de la température ou par effet Kerr optique.

III.1.1 - Régime thermique

La désexcitation non radiative des plasmons de surface est la cause principale de perte d'énergie pour l'onde de plasmons. Celle-ci se fait sous forme de chaleur et la quantité de chaleur ainsi créée est d'autant plus grande que plus d'énergie est véhiculée par l'onde de surface, c'est-à-dire qu'elle est maximale lorsque l'excitation est résonnante. Cette dépendance correspond à l'existence de deux états de réflexion possibles pour une même intensité lumineuse incidente :

. forte réflexion ; plasmon peu excité ; faible température,

. faible réflexion ; plasmon excité ; forte température.

Si l'angle d'incidence est convenablement ajusté pour qu'à faible intensité lumineuse on se trouve au voisinage, mais en dehors de la résonance au fur et à mesure que l'on augmente l'intensité, la température s'élève et contribue à modifier l'indice, de sorte que les plasmons soient de mieux en mieux excités. Ainsi, l'effet d'élévation de la température peut devenir cumulatif et conduire à la bistabilité. Une fois la commutation entre les deux états obtenue, le retour à l'état d'origine nécessite de diminuer l'intensité à une valeur inférieure à la valeur qui avait permis la première transition, car l'excitation du plasmon entretient plus longtemps une température élevée. Ceci conduit donc à la bistabilité et le cycle a l'allure représentée sur la figure 26.

III.1.2 - Effet Kerr optique

L'indice optique est modifié sous l'action du champ électrique effectif régnant dans le milieu. Celui-ci provient de la superposition des champs de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Plus la réflexion sur la structure est forte, plus l'indice optique subit une variation importante. Suivant la manière dont les plasmons sont excités, deux états sont possibles :

. plasmon peu excité ; forte réflexion ; forte modification d'indice,

. plasmon fortement excité ; faible réflexion ; faible variation d'indic

En positionnant le dispositif de manière à ce que l'angle d'incidence corresponde, pour une faible intensité lumineuse incidente, à une zone de faible réflexion, une augmentation ultérieure de cette intensité déplace l'indice dans le sens d'un désaccord de la résonance L'augmentation consécutive du facteur

de réflexion amplifie ce phénomène. On peut obtenir la bistabilité optique, car une forte réflexion ou une faible réflexion entretiennent respectivement la stabilité de chacun des états. Le cycle de bistabilité est représenté sur la figure 27.

III.2 - Modèle simple

Pour expliciter ce principe et permettre d'appuyer l'intuition du phénomène à l'aide de calculs numériques, il a été construit un modèle très simple pour décrire les phénomènes. On a fait un certain nombre d'hypothèses, dont le caractère réaliste sera justifié au paragraphe III.3 dans une étude plus approfondie du fonctionnement réel.

III.2.1 - Hypothèses

. Régime stationnaire

Dans tous les calculs qui suivent, nous supposons que l'intensité de l'onde lumineuse incidente sur le dispositif est indépendante du temps et que les phénomènes mis en jeu n'interviennent que dans le cadre de l'état d'équilibre. On suppose donc que les fluctuations sont négligeables et que, lorsqu'il existe une évolution de l'intensité lumineuse incidente, celle-ci est suffisamment lente pour que les phénomènes transitoires associés soient négligeables, de telle sorte que l'on parcoure l'ensemble des états d'équilibre.

. Excitation en onde plane

L'indice optique des matériaux est supposé isotrope. Les variations d'indice se limitent au seul milieu d'entrée, les autres étant admises comme négligeables. Ces variations sont supposées uniformes dans l'espace et n'affectent pas l'isotropie. On suppose que l'excitation est le fait d'une onde plane monochromatique de polarisation TM. Sous les conditions précédentes, une onde incidente plane à grande distance du système de couches reste plane tout le long du trajet. On admet de plus que, quelles que soient les intensités des ondes lumineuses incidentes et réfléchies, et donc les variations d'indice, l'angle d'incidence sur le dispositif reste le même lorsque l'intensité du faisceau lumineux varie, toutes autres choses égales par ailleurs.

Ces conditions permettent, une fois l'angle d'incidence θ fixé, de définir un facteur de réflexion, dépendant uniquement de l'indice n du milieu non linéaire et calculé pour une onde plane : R_θ (n).

. Expression de l'indice optique n

Compte tenu des différents types de fonctionnement, l'expression de l'indice n'est pas la même dans le régime thermique ou le régime à effet Kerr optique. On introduit phénoménologiquement dans chaque cas, une forme d'indice dépendant de l'intensité incidente I_e et de l'intensité réfléchie $I_s = R_\theta(n)\ I_e$.

. Régime thermique

Autour de la température T_o, l'indice varie suivant la loi

$$n\ (T) = n_o(T_o) + a(T-T_o)$$

Dans le cas du CS_2, a est négatif et vaut - 7,9 10^{-4} K^{-1} pour une température de 300K[39];la différence de température est supposée proportionnelle à la totalité de l'énergie perdue par l'onde et transformée en chaleur :

$$T - T_o = \Gamma(I_e - I_s) = \Gamma\ I_e\ (1 - R_\theta(n))$$

d'où
$$n = n_o + a\Gamma(I_e - I_s) \qquad \text{(III.1)}$$

en définitive
$$n = n_o + a\Gamma\ I_e\ (1 - R_\theta(n)) \qquad \text{(III.2)}$$

. Effet Kerr optique

L'indice varie suivant la loi $n = n_o + n_2\ I$ où I est l'intensité lumineuse d'une onde se propageant dans le milieu non linéaire. Le coefficient n_2 est positif pour le CS_2 et vaut 2,8 10^{-8} (MW/cm^2)$^{-1}$[40]. bien qu'en réalité ce soit le carré de l'amplitude du champ électrique qui contribue à la modification de l'indice, nous supposons néanmoins que, en présence de deux ondes, l'indice se comporte comme si le matériau était soumis à la somme des deux intensités.

$$n = n_o + n_2\ (I_e + I_s) \qquad \text{(III.3)}$$

$$n = n_o + n_2\ I_e\ (1 + R_\theta\ (n)) \qquad \text{(III.4)}$$

III.2.2 - Fonctionnement en régime thermique

Compte tenu des hypothèses, le problème se borne à résoudre l'équation (III.2) en fonction de la variable n, et pour chaque intensité incidente I_e.

Lorsque l'intensité incidente est très faible, l'indice de réfraction n est égal à n_o. La réflectivité est alors minimale pour un angle donné ϑ_o. Cet angle ϑ_o est donc tel que le minimum de la courbe $R_{\vartheta_o}(n)$ ait lieu pour $n=n_o$. Pour un angle ϑ voisin de ϑ_o, la courbe $R_\vartheta(n)$ est légèrement décalée par rapport à la précédente, et son minimum correspond à une valeur de l'indice n différente de n_o. Le décalage augmente avec l'écart entre ϑ et ϑ_o. Le lieu des minima est toujours défini par :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n \sin\vartheta = \frac{2\pi}{\lambda} n_o \sin\vartheta_o = k^o_{//p} \qquad \text{(III.5)}$$

Compte tenu de la relation (III.1), on peut écrire :

$$I_s = R_\vartheta \ (n_o + a\Gamma(I_e - I_s)).\ I_e$$

Appliquons directement les résultats du chapitre I (I. 3). La condition nécessaire à l'obtention de la bistabilité est satisfaite si, pour un point de la courbe au moins :

$$- a\Gamma I_e \frac{\partial R_\vartheta}{\partial n} > 1 \qquad \text{(III.6)}$$

Dans le cas de CS_2, a est négatif, il est nécessaire d'opérer sur le flanc du pic présentant une pente positive. Pour minimiser l'intensité nécessaire, il est important d'avoir la pente la plus grande possible.

La relation (III.5) permet d'obtenir au voisinage de n_o et ϑ_o le lien entre la modification d'indice δn et la modification de l'angle $\delta\vartheta$ correspondant au déplacement du minimum de réflectivité :

$$\frac{\delta n}{n_o} + \frac{\delta\vartheta}{\mathrm{tg}\,\vartheta_o} = 0$$

Pour les variations négatives de n sous l'effet d'une élévation de température, le minimum est décalé d'une valeur angulaire $\delta\vartheta$ positive. Pour observer les effets associés au déplacement du pic, il est donc nécessaire de se placer pour des angles ϑ supérieurs à ϑ_o.

Pour obtenir les solutions de l'équation (III.2) on met celle-ci sous la forme :

$$R_\vartheta(n) = 1 - \frac{1}{a\Gamma I_e} (n - n_o) \qquad \text{(III.7)}$$

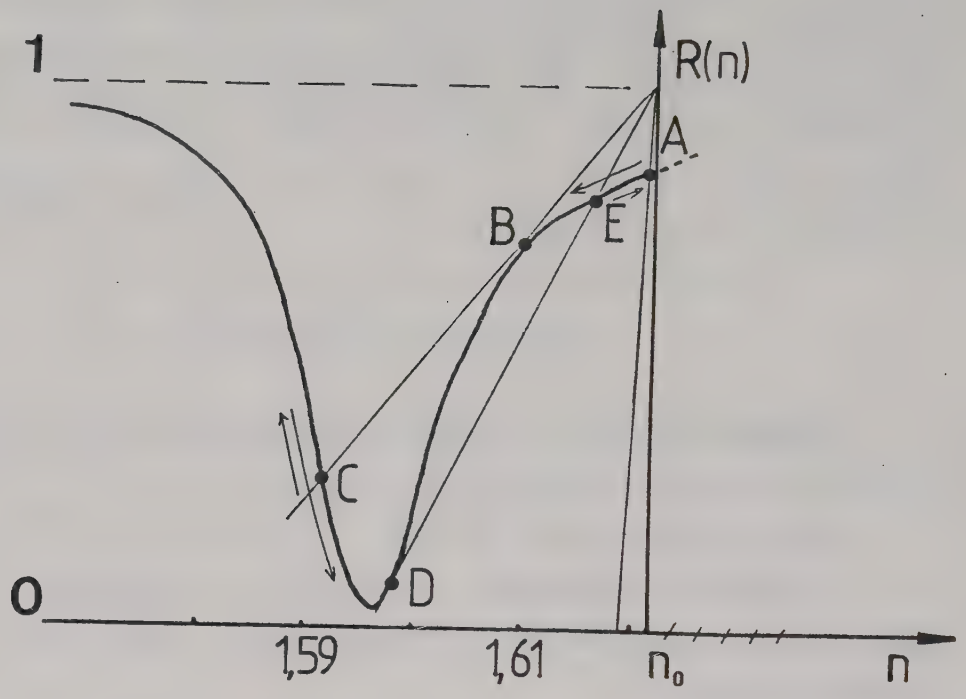


Figure 28 : Principe de la bistabilité en régime thermique

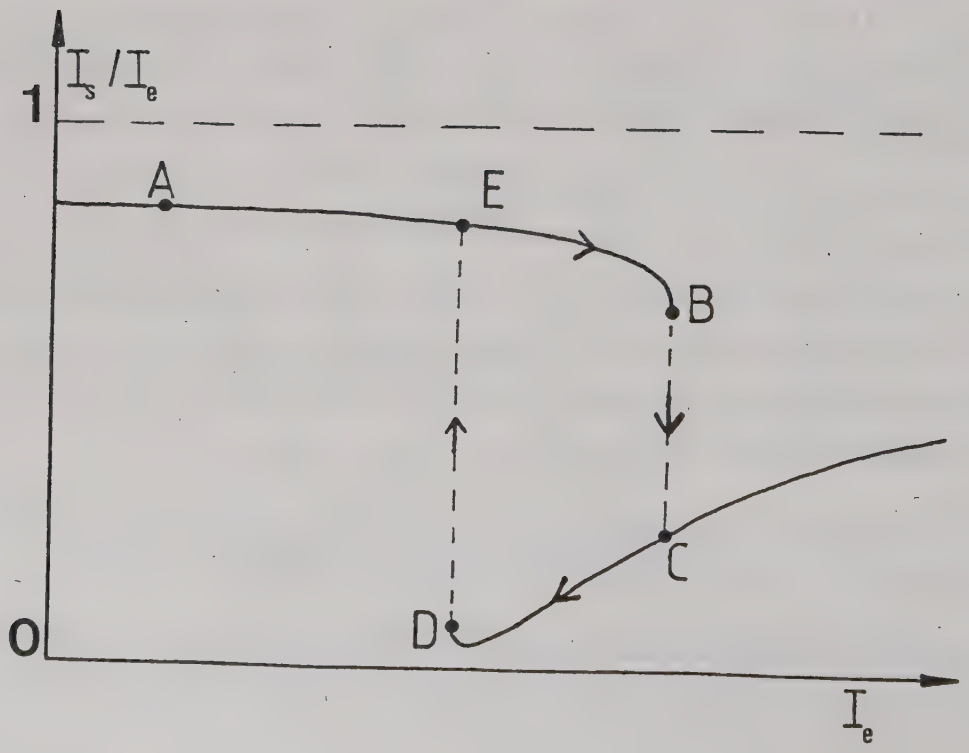


Figure 29 : Cycle de bistabilité déduit de la figure 28

A chaque intensité incidente I_e correspond une droite de pente positive $-1/a\Gamma I_e$ passant par le point d'ordonnée 1 pour n égal à n_o. Les interactions de cette famille de droites avec la courbe donnant la variation du facteur de réflexion en fonction de l'indice de réfraction donnent les valeurs de l'indice pour lesquels il existe une solution (fig. 28).

A faible intensité, la pente est proche de la verticale et l'indice n'est pas modifié (point A). Dès que l'intensité augmente, la pente diminue progressivement et pour une certaine plage de l'intensité, il existe trois valeurs solution de l'équation (III.7). Les deux valeurs extrêmes correspondent à des états stables du système, tandis que la solution intermédiaire est instable. Nous nous trouvons dans la zone de bistabilité. Au-delà du point C, marquant la limite supérieure de cette plage, on retrouve à nouveau une solution unique. Lors d'une évolution de l'intensité incidente, le cycle d'hystérésis est parcouru dans le sens ABCDEA. Dans la zone de bistabilité, il n'est pas possible de passer spontanément d'un état stable à l'autre sans une sollicitation extérieure, bien qu'un des deux états présente une énergie libre supérieure à l'autre. En effet, une barrière énergétique est imposée par l'état instable intermédiaire. Chacune des branches EB et CD est indépendante et parcourue par continuité.

Il est possible de tracer le cycle en remarquant que, si à une valeur de l'intensité incidente il peut correspondre plusieurs solutions, à chaque valeur de l'indice n correspond une valeur déterminée du facteur de réflexion et donc, de l'intensité incidente (fig. 28). En paramétrant la courbe par l'indice, on peut tracer les variations du facteur de réflexion en fonction de l'intensité incidente représentées sur la figure 29. Il existe deux rebroussements car on a pris en compte non seulement les solutions stables mais encore les solutions instables intermédiaires qui sont localisées le long de la branche BD. Le cycle de bistabilité est tracé en matérialisant les transitions qui se produisent, à intensité incidente constante aux limites de la zone de bistabilité. Ce sont respectivement la transition de B vers C au niveau de la limite supérieure et de D vers E à la limite inférieure.

Le raisonnement qui précède a été effectué pour un angle d'incidence particulier. L'influence de la valeur de cet angle θ doit être examinée maintenant. Les courbes $R_\theta(n)$ se différencient principalement dans la zone qui nous préoccupe, par un décalage du minimum, la forme de la courbe restant la même (fig. 30). Il est naturel que, selon l'angle, les caractéristiques principales

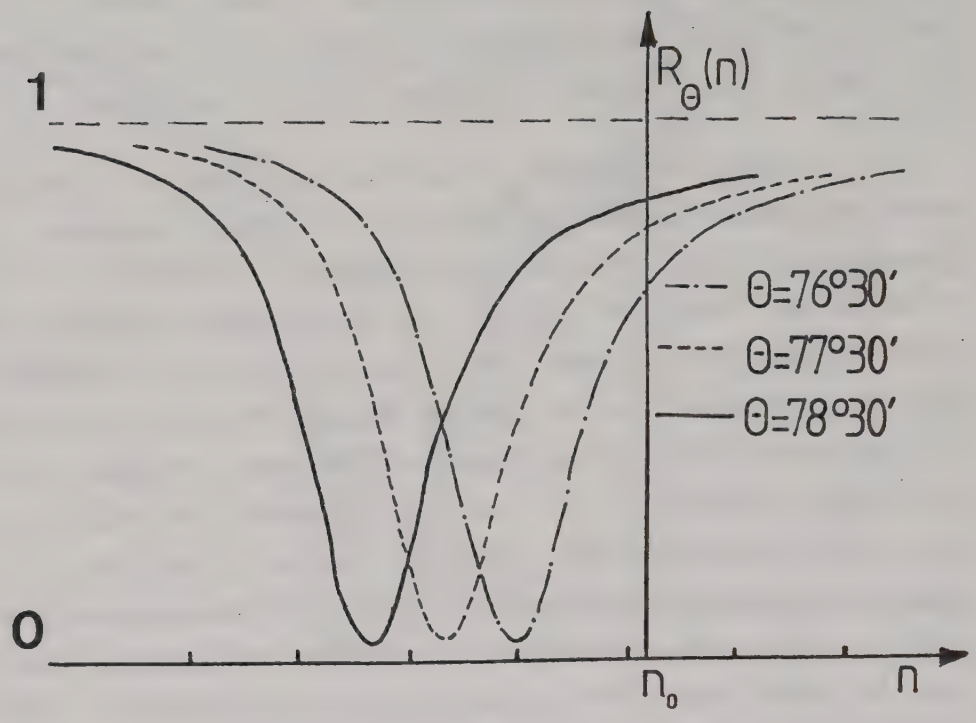


Figure 30 : Facteur de réflexion en fonction de l'indice pour quelques angles θ

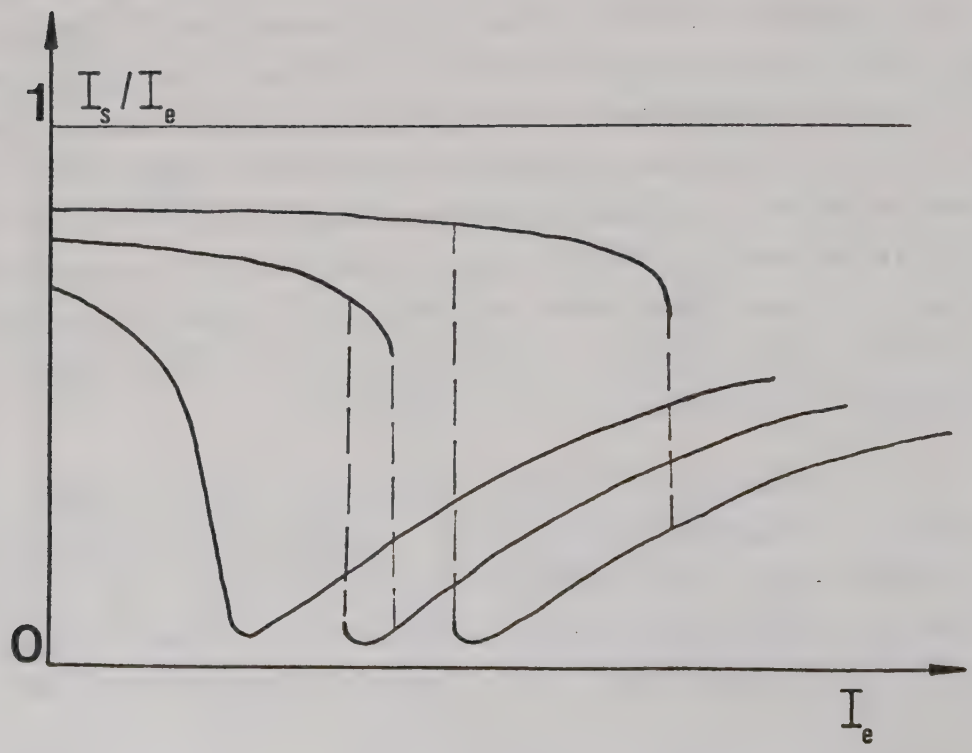


Figure 31 : Cycles correspondants aux valeurs angulaires précédentes

du cycle d'hystérésis que sont la largeur et l'intensité lumineuse à laquelle se produit le phénomène soient modifiées. Au fur et à mesure que l'angle d'incidence sous lequel on fait travailler le dispositif s'écarte de l'angle ϑ_o, le cycle devient plus large. Les intensités lumineuses nécessaires à son obtention sont de plus en plus importantes mais sa stabilité vis à vis des fluctuations d'intensité est plus grande, et il est plus facile de l'observer.

L'angle ϑ joue le rôle d'un point de fonctionnement. Il permet, par son ajustement, d'obtenir des systèmes de caractéristiques différentes. En particulier, pour les angles proches de ϑ_o, on ne peut plus observer la bistabilité. En dessous d'une valeur critique ϑ_c de l'angle, la caractéristique du système devient celle d'une triode optique, dont le gain est d'autant plus important que l'angle est proche de ϑ_c. Au-dessus de l'angle ϑ_c, apparaît le fonctionnement en régime bistable. Les caractéristiques correspondant aux différentes valeurs de l'angle qui ont été utilisées pour la figure 30 sont représentées sur la figure 31.

A l'angle critique ϑ_c correspond une intensité critique à l'entrée I_{ec} pour laquelle il y a brutale transition entre l'état haut et l'état bas. Cette valeur est la limite inférieure de l'intensité lumineuse d'entrée à fournir pour obtenir la bistabilité. Elle peut être évaluée en remarquant qu'elle correspond sur la figure 30 au cas où les deux droites extrêmes se confondent avec la tangente au point d'inflexion de la courbe $R_\vartheta(n)$.

En reprenant la condition (III.5), ceci équivaut à :

$$- a \Gamma I_{ec} \frac{\partial R}{\partial n}_{max} = 1$$

Si on approche la courbe de résonance caractéristique des plasmons de surface par une courbe de forme lorentzienne comme au chapitre II, et que l'on considère l'épaisseur de la couche métallique comme parfaitement adaptée, la demi-largeur à mi-hauteur correspond à une variation d'indice :

$$\frac{2 k_a}{k^o_{//p}} n_o$$

Les paramètres peuvent être calculés analytiquement. Le point d'inflexion est obtenu pour une valeur du coefficient de réflexion de 0,25 et sa pente en ce point a pour expression :

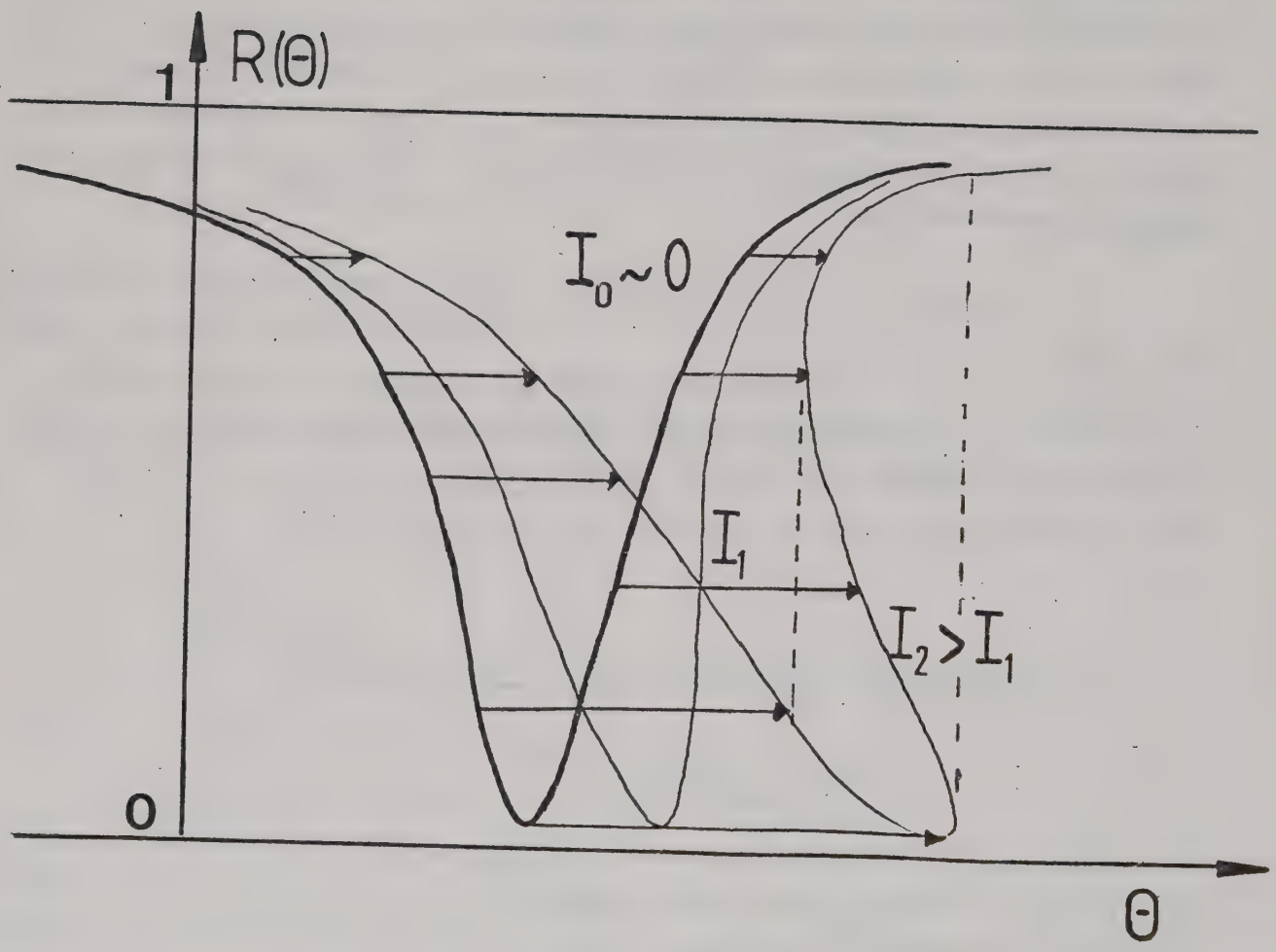


Figure 32 : Déformation progressive de la courbe de résonance à forte puissance incidente

$$\frac{3\sqrt{3}}{16\ ka}$$

L'intensité critique I_{ec} est alors donnée par :

$$I_{ec} = -\frac{1}{a\Gamma}\ \frac{16\ k_a}{3\sqrt{3}\ k^o_{//p}}\ n_o$$

Ce qui, compte tenu de la relation (II.25) donnant k_a, conduit à :

$$I_{ec} = \frac{-1}{a\Gamma}\ \frac{8}{3\sqrt{3}}\ \eta_1\ \frac{\varepsilon_2\ n_o}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \qquad \text{(III.8)}$$

La faible valeur de k_a contribue à diminuer l'intensité I_{ec} nécessaire à l'obtention de la bistabilité, ce qui incite à prendre un matériau d'absorption la plus faible possible (η_1 petit) et à opérer dans le rouge (ε_1 grand) tandis que le coefficient thermique a doit être important. Le facteur Γ est lié à la conversion de l'énergie en température. Il dépend de la géométrie du faisceau incident, qui influe donc sur le seuil.

On peut tracer dans un espace à trois dimensions l'ensemble des courbes analogues à celles de la figure 29, donnant les solutions stables et instables du facteur de réflexion en fonction de l'intensité incidente et de l'angle ϑ d'excitation. On obtient de la sorte une surface repliée sur elle-même dans une région donnée de l'espace, qui est la zone de bistabilité.

Une étude de ce feuillet peut être menée comme nous venons de le faire, à angle constant en faisant varier l'intensité, ou à intensité constante en fonction de l'angle. Dans ce dernier cas, c'est la dépendance angulaire du facteur de réflexion pour une intensité d'entrée constante qui est observée.

Pour toutes les valeurs de I_e supérieures à l'intensité critique I_{ec} définie ci-dessus, il existe un domaine angulaire dans lequel le facteur de réflexion peut prendre deux valeurs. En faisant varier légèrement l'angle d'incidence, on met en évidence un cycle d'hstérésis et une autre forme de la bistabilité.

Ce dernier point peut être explicité en regardant la déformation de la courbe de réflectivité en fonction de l'angle ϑ. Cette courbe est approximativement symétrique et lorentzienne lorsque l'intensité incidente est très faible ; alors l'indice n vaut n_o. Si l'intensité I_e est plus importante, l'indice varie plus au creux de la courbe que sur les flancs. La valeur du coefficient de réflexion R étant fixée, pour un vecteur d'onde donnée, la relation

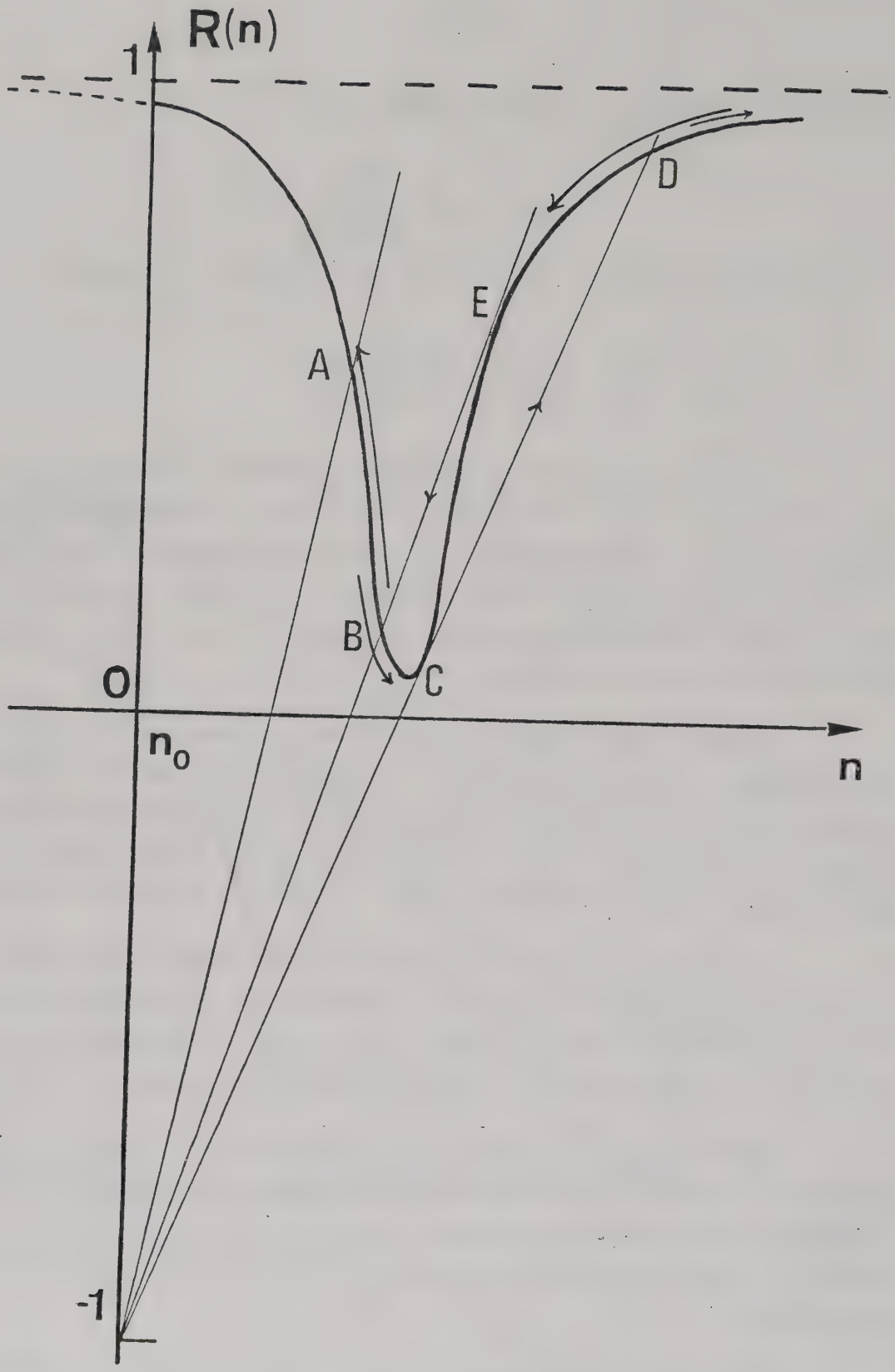


Figure 33 : Principe de la bistabilité en régime d'effet Kerr optique

(III.5) montre que ces variations d'indice se traduisent par une variation d'angle d'autant plus importante que l'on est proche du minimum de réflectivité. En conséquence, la pente de chaque flanc est modifiée. Elle s'adoucit d'un côté et se raidit de l'autre. La déformation peut aboutir à la bistabilité si la courbe se replie sur elle-même (fig. 32).

III.2.3 - Effet Kerr optique

Dans le cas où c'est l'effet Kerr optique qui est responsable des variations d'indice de réfraction, et non les effets thermiques, les phénomènes peuvent être analysés de façon tout à fait similaire à ce qui a été fait ci-dessus, seule l'expression des variations d'indice ayant changé, et étant maintenant donnée par la relation (III.4).

Il vient alors :

$$I_s = R\ (n_o + n_2\ (I_e + I_s)) \times I_e$$

Il y a possibilité de bistabilité optique s'il existe au moins un point de la courbe R_θ (n) tel que soit satisfaite la relation :

$$n_2\ I_e \frac{\partial R_\theta}{\partial n} > 1$$

Dans le cas du disulfure de carbone n_2 est positif, ce qui conduit à travailler sur le flanc de pente positive des variations du facteur de réflexion. En conséquence, par un raisonnement analogue à celui présenté dans le cas d'une variation thermique d'indice, on montre que le fonctionnement bistable sera observé uniquement pour une incidence inférieure à l'angle θ_o qui marque le minimum du facteur de réflexion lorsque l'indice vaut n_o.

On doit résoudre graphiquement l'équation (III.4) une fois mise sous la forme :

$$R_\theta(n) = -1 + \frac{n - n_o}{n_2\ I_e}$$

Les solutions sont obtenues pour chaque intensité incidente I_e par l'intersection avec la courbe R_θ (n) de la droite de pente positive $1/n_2\ I_e$, et passant par le point d'ordonnée -1 lorsque n est égal à n_o (fig. 33).

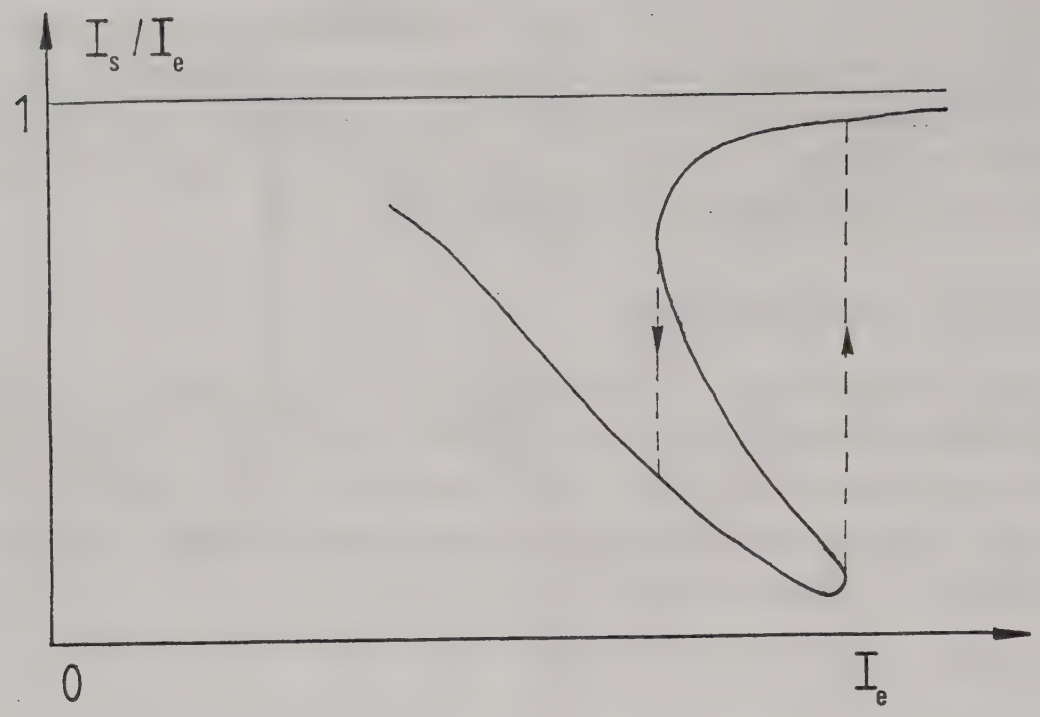


Figure 34 : Cycle de bistabilité attendu
en régime d'effet Kerr optique

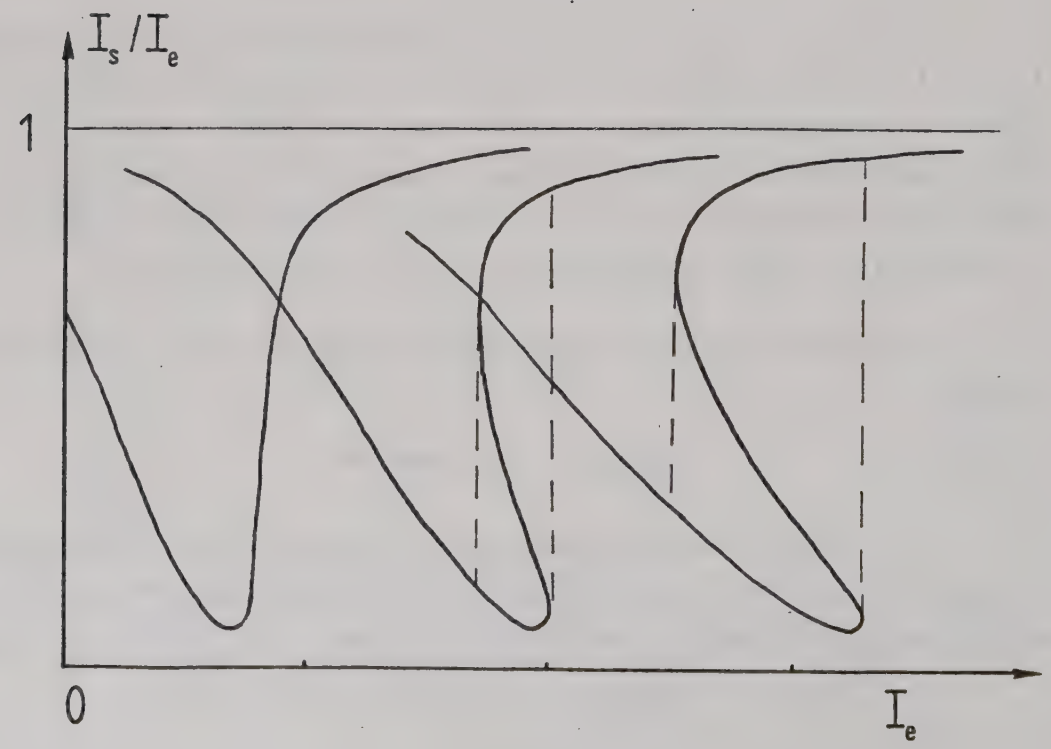


Figure 35 : Evolution du cycle de bistabilité
suivant l'angle d'incidence

Au fur et à mesure que l'intensité lumineuse croît, la pente de la droite diminue à partir de la verticale. Le point d'intersection se déplace sur la partie inférieure de A jusqu'en B, point à partir duquel il n'existe plus de solutions que sur la branche supérieure. Si l'on fait ultérieurement décroître l'intensité lumineuse, la solution parcourt la branche CD. Au point D, il y a transition vers la branche inférieure et le point E. Dans toute la zone correspondant au cycle, ily a trois points d'intersection dont seuls deux sont stables et peuvent être atteints, le point intermédiaire étant instable.

La courbe donnant le facteur de réflexion en fonction de la valeur de l'intensité incidente est tracée sur la figure 34. Comme dans le cas thermique, les solutions stables et instables sont représentées. Le cycle de bistabilité théorique comporte une transition entre la branche supérieure et la branche inférieure au niveau de leurs extrémités respectives.

La figure 35 montre l'influence de l'angle ϑ sur les caractéristiques des cycles. Lorsque l'angle s'écarte progressivement de la valeur ϑ_0 correspondant à la résonance lorsque l'indice vaut n_0, la forme des courbes représentant le facteur de réflexion en fonction de l'intensité évolue. Les courbes caractéristiques de triodes optiques ont une pente et donc un gain de plus en plus élevés lorsque ϑ s'écarte de ϑ_0. A partir d'un certain seuil, on a apparition d'un cycle qui devient de plus en plus large. Au cours de cette évolution, l'intensité à laquelle on obtient un changement brutal de pente augmente progressivement.

Comme dans le cas des effets thermiques, on peut évaluer l'intensité critique à partir de laquelle la bistabilité apparaît, et celle-ci s'exprime sous une forme analogue à l'expression (III.8) :

$$I_{ec} = \frac{1}{n_2} \quad \frac{8}{3\sqrt{3}} \quad \Gamma \frac{\varepsilon_2 n_0}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \qquad \text{(III.9)}$$

III.3 - Discussion

L'hypothèse d'une onde plane qui a été envisagée pour la résolution du problème de la bistabilité n'est pas satisfaite rigoureusement dans une expérience réelle qui met nécessairement en oeuvre un faisceau lumineux de dimensions limitées. En conséquence, les modifications d'indice induites par le faisceau sont localisées au voisinage du trajet de ce faisceau et de son point d'impact sur le système multicouche. La variation d'indice n'est pas uniforme dans tout le demi-espace dans lequel se propage la lumière. Il convient aussi de vérifier que sa dépendance en fonction de l'intensité lumineuse peut encore s'exprimer sous la forme donnée par les expressions (III.2) ou (III.4).

De plus, la création de gradients d'indice modifie les équations de propagation et la nature transverse magnétique de la lumière n'est pas nécessairement conservée.

Par ailleurs, si on peut aisément maintenir constant l'angle sous lequel le faisceau lumineux arrive sur le dispositif, la traversée de la zone perturbée modifie le trajet des rayons lumineux. L'hypothèse d'un angle d'incidence constant lorsque l'intensité lumineuse varie mérite d'être réexaminée.

Il est également nécessaire de s'assurer que les variations de l'intensité lumineuse sont suffisamment lentes pour être compatibles avec l'hypothèse de stationnarité.

Bien que, formellement, les formes de la variation d'indice soient voisines, pour l'effet Kerr ou pour les effets thermiques, les effets physiques mis en jeu sont nettement différents et les deux cas sont envisagés successivement.

III.3.1 - Effet thermique

III.3.3.1 - Loi de variation de l'indice

Toute expérience mettant en jeu des phénomènes thermiques est nécessairement complexe car les mécanismes de transfert de chaleur sont au nombre de trois : la convection, la conduction et le rayonnement, et il est difficile de décrire le système dans son ensemble.

. Dans un liquide, la convection peut prendre une grande importance, particulièrement lorsque les gradients thermiques sont élevés et il y a alors naissance de turbulences, mais le traitement mathématique de ce problème est difficile. Nous supposons dans ce travail que la convection et le rayonnement sont négligeables et ne considérerons que le cas des échanges de chaleur par conduction. Le dispositif est supposé tel que, en l'absence de toute lumière incidente, la température de celui-ci est maintenue constante quelles que soient les variations extérieures de température. L'élévation de température ne peut avoir comme source que le faisceau lumineux et a priori, elle provient de deux causes :

. Une dissipation d'énergie dans le volume du matériau non linéaire le long du trajet du faisceau lumineux, avec comme conséquence une atténuation de l'onde ;

. une dissipation d'énergie au niveau du métal, dont l'absorption, provenant de son indice complexe, provoque l'amortissement de l'onde de plasmons de surface.

L'équation de propagation de la chaleur est l'équation de Fourier qui régit l'évolution de la température T.

Elle s'écrit pour chaque milieu :

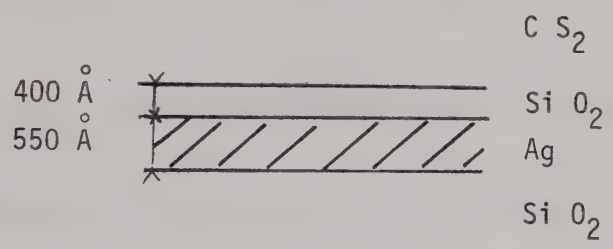
$$\Lambda \Delta T - \rho C \frac{\partial T}{\partial t} = - W$$

Λ est la conductivité thermique du matériau, ρ sa densité volumique et C sa capacité calorifique. W est la densité volumique de puissance dissipée sous forme de chaleur. Dans le cas du fonctionnement statique, la dérivée temporelle s'annule et on obtient :

$$\Lambda \Delta T = - W$$

qui est formellement identique à l'équation de Poisson en électrostatique $\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$. On doit, bien entendu, ajouter à cette équation une condition de continuité du flux de chaleur à la séparation entre deux milieux différents.

Examinons la manière dont se dissipe la chaleur au niveau d'un système multicouche tel que celui que nous vons utilisé et dont la structure, qui sera décrite plus en détail au chapitre IV, est la suivante :



Les conductivités thermiques des matériaux valent[41]

CS_2	: $\Lambda_0 = 0.00034$	(cal s^{-1} cm^{-1} K^{-1})	
Ag	: $\Lambda_1 = 1,00$	(	")
$Si\ O_2$	: $\Lambda_2 = 0,0024$	(	")

L'énergie dissipée localement est proportionnelle au carré du champ électrique régnant au point considéré et à la partie imaginaire de la constante diélectrique du matériau. Le champ est particulièrement intense à l'interface métal substrat en raison de la résonance de l'onde de plasmons. C'est l'absorption du métal qui provoque les pertes; en conséquence la chaleur est générée au niveau de la face postérieure, dans le métal. Des flux de chaleur se créent ensuite à l'intérieur du métal, et vers l'extérieur en direction du substrat et du CS_2.

La conductivité thermique du métal étant très élevée, à l'échelle de l'épaisseur du métal, la température est uniforme dans la direction perpendiculaire au plan des couches. Compte tenu des données numériques, on peut évaluer l'importance relative des flux de chaleur, parallèlement et perpendiculairement aux couches. Dans le premier cas, le flux est principalement véhiculé par le métal; dans le second, le flux est évacué par la silice. Lorsque les dimensions de la zone d'impact sont grandes, le premier facteur devient négligeable par rapport au second, car les gradients thermiques le long de la couche métallique sont faibles.

Dans ces conditions, la chaleur produite localement est évacuée en quasi totalité perpendiculairement aux couches et tout se passe comme s'il existait au niveau du métal une répartition plane de sources de chaleur enserrée entre deux demi-espaces de conductivité thermique λ_0 et λ_2 différentes. Dans chaque milieu, la quantité de chaleur dissipée est proportionnelle à la conductivité. Les équations s'écrivent alors, dans chaque demi-espace, en séparant les sources :

$$\lambda_0 \Delta T = -W_s \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \lambda_2}$$

$$\lambda_2 \Delta T = -W_s \frac{\lambda_2}{\lambda_0 + \lambda_2}$$

Le problème est donc équivalent à la recherche dans les deux demi-espaces pris séparément, de la solution de :

$$(\lambda_0 + \lambda_2) \Delta T = -W_s$$

Soit, pour l'espace complet, en superposant les deux solutions :

$$(\lambda_0 + \lambda_2) \Delta T = -2 W_s$$

Le problème est équivalent à la recherche de la température à partir d'une même répartition surfacique de sources dans un milieu de conductivité $(\lambda_0 + \lambda_2)/2$.

Pour obtenir un ordre de grandeur de la température, on peut considérer que la puissance du faisceau est dissipée uniformément sur une surface égale à celle de l'impact du faisceau laser, de rayon b. On a supposé implicitement que l'énergie apportée par l'onde lumineuse est dissipée sous forme de

chaleur au point même d'impact sur les couches. Etant donné que l'onde de plasmons a une longueur d'atténuation de l'ordre de 20μm, à la longueur d'onde considérée.Ceci ne peut être vrai que dans la mesure où les dimensions de l'impact sont supérieures à cette valeur.

La densité de puissance au niveau de l'impact est $\frac{P}{\pi b^2}$ si P est la puissance du faisceau incident.

Par analogie avec l'électrostatique, l'élévation de température peut être calculée avec l'origine au centre de l'impact sur les couches.

$$\delta T(x,y,z) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{2}{\lambda_o + \lambda_2}\right)\frac{P}{\pi b^2}\iint \frac{dx'\,dy'}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{(III.10)}$$

Si on se place sur la droite perpendiculaire aux couches passant par le centre de l'impact, alors x et y sont nuls et on obtient l'évolution de la température avec la distance de la couche.

$$\delta T\,(0,0,z) = \frac{P}{\pi b^2\,(\lambda_o + \lambda_2)}\left((b^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} - z\right) \qquad \text{(III.11)}$$

et la valeur de la contribution de cet effet à la température au centre est :

$$\delta T\,(0,0,0) = \frac{P}{\pi b\,(\lambda_o + \lambda_2)} \qquad \text{(III.12)}$$

Cette dernière valeur doit être comparée avec l'élévation de température créée au même endroit par la dissipation de chaleur associée à l'absorption dans le disulfure de carbone. La lumière est faiblement absorbée et la longueur d'atténuation L est de l'ordre de 40 cm. Il y a création de chaleur le long du trajet du faisceau dans le liquide. On peut évaluer cet effet, pour une longueur ℓ de trajet petite devant L en considérant que la densité de puissance dissipée sur une longueur unitaire vaut :

$$\frac{P}{\pi b^2 L}$$

L'élévation de température due à cet effet prend, au centre de l'impact, la valeur :

$$\delta_T = \frac{P}{2\pi b^2 L} \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\ell} ((b^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} - z)\, dz$$

On peut majorer δT par la valeur :

$$\delta_T < \frac{P}{2\pi\lambda_0} \frac{1}{\lambda_0} \frac{\ell}{L}$$

Dans l'expérience envisagée, ℓ vaut 2,5 mm et le rapport des élévations de température est très inférieur à 2 %. Dans la zone qui est la plus intéressante pour notre étude, c'est-à-dire le centre du faisceau, au voisinage des couches, on peut admettre que l'élévation de température provient uniquement de la dissipation d'énergie par les plasmons.

Cet échauffement provoque des variations d'indice qui perturbent la propagation du faisceau.

L'équation d'onde, dans le cas d'une onde de polarisation TM et pour la composante du champ magnétique, s'écrit :

$$\Delta B + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 (\vec{r})\, B = \frac{2\,\vec{\nabla} n}{n} \cdot \vec{\nabla} B \qquad \text{(III.13)}$$

La formule (III.9) donnant la variaton de température en fonction de la distance à la couche montre que celle-ci se produit dans un volume dont les dimensions, suivant chaque axe, sont de l'ordre du diamètre du faisceau. Il en est de même pour les écarts à l'indice optique en raison de la loi $n = n(T_0) + a\delta T$. Comme ces dimensions sont grandes devant la longueur d'onde, le deuxième membre de l'équation (III.13) reste faible devant chacun des termes intervenant au premier membre.

On justifie a posteriori que l'onde reste TM, et l'équation approchée

$$\Delta B + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 (r)\, B = 0$$

Cette équation et les équations de Maxwell permettent théoriquement de déterminer les champs dans la totalité de l'espace et de remonter à la valeur de la dissipation d'énergie W dans le métal donc aux sources surfaciques W_S . Les équations à résoudre forment donc le système d'équations liées suivant :

$$\Delta B + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 B = 0$$

$$n = n(T_0) + a \delta T$$

$$\left(\frac{\lambda_0 + \lambda_2}{2}\right) \Delta \delta T = - W_s$$

Sans résoudre complètement ce système, quelques hypothèses simples permettent de montrer que les variations d'indice de réfraction obéissent à la relation (III.2) sur laquelle nous avons raisonné. Considérons que la répartition d'indice soit voisine d'une répartition sphérique. L'effet principal de la perturbation d'indice est de modifier le module du vecteur d'onde tandis que la répartition spatiale de l'énergie change peu. Le faisceau arrivant à la surface est constitué d'une superposition d'ondes dont les vecteurs d'onde dépendent des caractéristiques du faisceau initial et des modifications subies au passage dans la zone chauffée.

Le faisceau étant sensiblement gaussien, l'énergie est concentrée au voisinage de l'axe suivant lequel il se propage. Dans cette zone, la température varie peu transversalement, de sorte que la quasi totalité de la partie la plus énergétique du faisceau voit la même modification d'indice. La décomposition en ondes, de vecteurs d'onde différents, subit une homothétie qui, compte tenu de la faible ouverture angulaire, se manifeste par un décalage systématique de la valeur des vecteurs d'onde, l'incidence restant inchangée.

A chaque endroit, le faisceau semble se propager dans un milieu uniforme dont l'indice dépend du lieu. Pour étudier le phénomène de réflexion totale frustrée, c'est la valeur de cet indice au voisinage de la couche qui intervient. Ceci est intéressant car c'est l'endroit où la modification d'indice est la plus importante, celui-ci prend la valeur extrémale :

$$n = n(T_0) + a \delta T\ (0,0,0)$$

Le facteur de réflexion peut en conséquence être calculé pour chaque composante de ce faisceau en supposant l'indice du milieu d'entrée égal à la valeur ci-dessus. Si, sur le domaine angulaire couvert par le faisceau, les variations du facteur de réflexion sont très faibles, le facteur de réflexion peut être pris globalement pour tout le faisceau. Sa valeur $R_\theta(n)$,

correspond à une onde plane incidente sous l'angle ϑ dans un milieu d'indice n et, en conséquence, l'énergie totale dissipée vaut $I_e(1-R_\vartheta(n))$. Pour des intensités I_e différentes, la structure spatiale de la répartition d'énergie n'est pas modifiée, on peut admettre que, quel que soit le dégagement de chaleur, la répartition de température conserve le même profil. Seul est affecté son module, proportionnellement à l'énergie dissipée. La variation de température s'exprime donc en chaque point sous la forme :

$$\delta T(\vec{r}) = \Gamma(\vec{r})\, I_e\, (1-R_\vartheta(n))$$

La valeur de n intervenant dans le facteur de réflexion est celle correspondant à la modification centrale de température, soit :

$$n = n(T_o) + a\,\Gamma(0,0,0)\, I_e\, (1-R_\vartheta(n))$$

Cette formule montre que, même dans le cas d'un faisceau limité, l'hypothèse d'une variation d'indice sous la forme de celle du paragraphe III.2. reste justifiée.

La variation d'indice au centre peut être évaluée à l'aide de la formule (III. 12) On remarque que celle-ci n'est pas proportionnelle à la densité de puissance, mais, pour un faisceau lumineux de puissance donnée, inversement proportionnelle au rayon du faisceau. Il est néanmoins intéressant d'utiliser un faisceau de petites dimensions, du moins tant que son diamètre reste supérieur à la longueur de propagation de l'onde de plasmons.

III.3.1.2 - Propagation non rectilique du faisceau

Nous avons supposé jusqu'ici que l'angle d'incidence ne varie pas lors de la propagation, malgré la présence de gradients d'indice. Ceci est vérifié si la modification d'indice est sphérique, comme nous l'avons supposé ci-dessus. Si la modification est plus complexe, non seulement le module du vecteur d'onde moyen est affecté, mais aussi sa direction; l'angle ϑ n'est alors plus constant. Réexaminons ce cas.

Le facteur de réflexion est fonction de 2 variables ϑ et n. Les courbes des figures 25($R_n(\vartheta)$) et 30($R_\vartheta(n)$) représentent les variations de R lorsque l'une des variables, respectivement n et ϑ est fixée. Si l'on représentait l'ensemble de ces courbes dans un espace à 3 dimensions, on obtiendrait

une surface entaillée d'une vallée dont le fond correspond aux valeurs de n et telles que la relation d'accord de l'onde de plasmons $n \sin\theta = k^{o}_{//p}$ soit vérifiée. Lorsque n et θ varient simultanément sous l'effet d'une élévation de température, on se déplace sur cette surface selon une ligne quelconque et non plus dans les plans conservant n constant ou θ constant . Lorsque l'angle θ change sous l'effet d'un gradient d'indice, la variation angulaire contribue à la modification du vecteur d'onde, dans le même sens ou en sens inverse des variations d'indice. Le phénomène de bistabilité sera encore observé, mais la sensibilité du dispositif sera améliorée ou détériorée selon les sens respectifs des variations d'indice et d'angle.

III.3.1.3 - Stationnarité

On pourra, lors d'une évolution lente, considérer que le régime est stationnaire si le terme $\rho C \frac{\partial T}{\partial t}$ de l'équation de Fourier est négligeable devant les variations spatiales $\lambda \Delta T$. Dans le cadre d'une évolution périodique, et compte tenu du fait que l'ordre de grandeur de la longueur caractéristique des variations spatiales est b, la fréquence doit être telle que $\nu \ll \frac{\lambda}{\rho C b^2}$. Plus le diamètre du faisceau est faible, plus le phénomène peut être rapide, toujours dans la limite où b est supérieure à la longueur d'atténuation de l'onde de plasmons.

III.3.2 - Régime de non linéarité par effet Kerr optique

III.3.2.1 - Effets transitoires et parasites

Si l'on veut observer uniquement l'influence de l'effet Kerr optique, il faut que les modifications d'indice induites par variation de la température soient négligeables. Il est donc nécessaire de thermostater parfaitement la cuve contenant le liquide, et de s'assurer que l'échauffement dû au dégagement de chaleur n'intervient pas.

Le coefficient de non linéarité lié à l'effet Kerr est très petit, il est donc nécessaire, pour créer des variations d'indice suffisantes d'avoir des champs très intenses qui ne peuvent être obtenus qu'en impulsions courtes. On doit, par ailleurs, supposer qu'à chaque instant le système est à l'équilibre. Il faut pour cela que la durée de l'impulsion soit très longue devant le temps de réponse du matériau, qui est, dans le cas du $C S_2$ de l'ordre de 2 ps [42].

Au cours de la durée d'une impulsion, la chaleur dégagée ne doit pas avoir le temps de se propager jusqu'à la zone où se trouve le disulfure de carbone dont l'indice ne doit pas être modifié par effet thermique. A partir de la propagation de la chaleur dans une couche de silice d'épaisseur h, on peut estimer une valeur maximale de cette durée :

$$t < \frac{C_2 \rho_2 h^2}{\Lambda 2}$$

Soit $t < 3$ ns pour les valeurs correspondant à la silice[41],

$$h \sim 400 \text{Å}$$

$$C_2 = 0{,}16 \text{ cal/g}$$

$$\rho_2 = 2{,}2 \text{ g/cm}^3$$

Cependant, même si cette condition est assurée, il existe un risque d'échauffement au niveau de l'interface, pouvant aller jusqu'à la destruction des couches au niveau de l'impact. Les considérations précédentes ont été envisagées pour le cas d'une impulsion unique. Si l'on veut traiter un signal formé d'une série d'impulsions arrivant à des instants déterminés, le système est limité quant à l'espacement des impulsions, par le temps nécessaire à l'évacuation complète de la chaleur.

Si cet ensemble de conditions est réalisé, on peut supposer, et c'est ce que nous ferons par la suite, que la variation d'indice d'origine thermique n'intervient pas.

En raison du temps de réponse du matériau, l'indice n'est pas affecté par la variation temporelle du champ électrique à la fréquence optique, mais subit uniquement une influence moyenne. Par contre, les variations spatiales sont enregistrées avec fidélité.

Lors du trajet d'un faisceau très intense dans un milieu non linéaire, la répartition d'intensité n'est pas uniforme sur toute la section. Non seulement le faisceau subit une modification globale de son vecteur d'onde, mais la distribution d'indice qui en résulte joue le rôle d'une lentille qui fait converger le faisceau car n_2 est positif dans le cas du $C S_2$. Cet effet de lentille a été utilisé pour obtenir la bistabilité (cf. Chap. I).

Dans notre cas, il s'agit d'un effet parasite. Si l est la longueur d'un parcours dans le matériau non linéaire, b le rayon du faisceau et δn la variation d'indice au centre, la focale supplémentaire peut être évaluée à $\frac{b^2}{l \delta n}$.

Pour s'affranchir des effets d'auto-convergence, il est nécessaire de diminuer au maximum la longueur de propagation dans le milieu car l'effet dépend, comme δn, de l'intensité du faisceau et peut contribuer à modifier de façon importante sa géométrie, c'est-à-dire principalement les dimensions de l'impact et le rayon de courbure des fronts d'onde à son niveau.

III.3.2.2 - Influence de la structure gaussienne du faisceau

Une fois que l'on s'est affranchi des phénomènes précédents, on voit que dans la zone de recouvrement des deux faisceaux incident et réfléchi, l'indice est modifié conjointement par les deux champs. La répartition spatiale est alors la superposition d'une modification moyenne, à variation lente dessinant les contours des faisceaux et d'une série de strates, approximativement parallèles au plan des couches, qui correspondent aux interférences des deux ondes. En raison de leur géométrie, ces stratifications ne modifient pas la valeur de la composante du vecteur d'onde parallèle à la surface. Comme elles n'affectent pas non plus la polarisation d'une onde TM, on peut penser a priori que seule la valeur moyenne joue un rôle.

Donc, dans le milieu non linéaire, il se propage une onde transverse magnétique. La composante non nulle du champ magnétique se met sous la forme d'une superposition de deux ondes se déplaçant avec les vecteurs d'onde :

$$\vec{k_+} = (k_{//}\ ,\ 0,\ k_{\perp}) \qquad \vec{k_-} = (k_{//}\ ,\ 0,\ -k_{\perp})$$

Si n_0 est l'indice optique en l'absence de tout champ, on a :

$$k = |\vec{k_+}| = |\vec{k_-}| = \frac{\omega}{c}\ n_0$$

L'angle d'incidence étant θ, il vient :

$$k_{//} = k \sin\theta \text{ et} \qquad k_{\perp} = k \cos\theta$$

Le champ magnétique B s'écrit :

$$B = \mathcal{B}_+ e^{-j\,\vec{k_+}.\vec{r}} + \mathcal{B}_- e^{-j\,\vec{k_-}.\vec{r}}$$

où $\mathcal{B}_+$ et $\mathcal{B}_-$ sont des amplitudes lentement variables.

En raison de l'existence d'une polarisation non linéaire, on peut écrire une constante diélectrique non linéaire et la loi de variation de l'indice, supposé isotrope, est de la forme :

$$n = n_o + \frac{\chi_2}{2} E E^*$$

L'équation de propagation devient :

$$\Delta B + \frac{\omega^2}{c^2} n_o^2 B = 2 \frac{\chi_2}{n_o} (\vec{\nabla}(EE^*).\vec{\nabla}B - \frac{\omega^2}{c^2} n_o^2 (EE^*) B) \qquad (III.14)$$

Le deuxième membre est un facteur correctif dans lequel on peut utiliser des valeurs approchées. En raison de la lente variation spatiale de $\mathcal{B}_+$ et $\mathcal{B}_-$, on a :

$$\vec{\nabla}B \approx -j \vec{k_+} \mathcal{B}_+ e^{-j\vec{k_+}.\vec{r}} - j \vec{k_-} \mathcal{B}_- e^{-j\vec{k_-}.\vec{r}} \qquad (III.15)$$

Dans le cas TM , E_x et E_z sont respectivement donnés par :

$$E_x = \frac{c^2}{j\omega n^2} \left(-\frac{\partial B}{\partial z} \right)$$

$$E_z = \frac{c^2}{j\omega n^2} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)$$

il vient

$$(E E^*) = \left(\frac{c^2}{\omega n^2}\right)^2 \vec{\nabla}B . \vec{\nabla}B^*$$

Si on approche n par n_o et $\vec{\nabla}$ B par la formule (III.15), il vient :

$$(EE^*) = \left(\frac{c^2}{\omega n_o^2}\right)^2 \left\{ k^2(|\mathcal{B}_+|^2 + |\mathcal{B}_-|^2) + (\vec{k_+}.\vec{k_-})(\mathcal{B}_+ \mathcal{B}_-^* e^{-j(\vec{k_+}-\vec{k_-}).\vec{r}} + \mathcal{B}_+^* \mathcal{B}_- e^{+j(\vec{k_+}-\vec{k_-}).\vec{r}}) \right\} \qquad (III.16)$$

On en déduit la forme du gradient :

$$\vec{\nabla}(EE^*) = -j \left(\frac{c^2}{\omega n_o^2}\right)^2 (\vec{k_+}.\vec{k_-})(\vec{k_+}-\vec{k_-})(\mathcal{B}_+ \mathcal{B}_-^* e^{-j(\vec{k_+}-\vec{k_-}).\vec{r}} - \mathcal{B}_+^* \mathcal{B}_- e^{j(\vec{k_+}-\vec{k_-}).\vec{r}}) \qquad (III.17)$$

ΔB s'écrit exactement :

$$\Delta B = (\Delta\mathcal{B}_+ - 2jk_+\vec{\nabla}\mathcal{B}_+ - k^2\mathcal{B}_+)\, e^{-jk_+\vec{r}} + (\Delta\mathcal{B}_- - 2jk_-\vec{\nabla}\mathcal{B}_- - k^2\mathcal{B}_-)\, e^{-jk_-\vec{r}} \qquad \text{(III.18)}$$

On peut maintenant porter tous ces résultats dans la relation (III.14):

$$(\Delta\mathcal{B}_+ - 2j\vec{k_+}.\vec{\nabla}\mathcal{B}_+)\, e^{-j\vec{k_+}.\vec{r}} + (\Delta\mathcal{B}_- - 2j\vec{k_-}.\vec{\nabla}\mathcal{B}_-)\, e^{-j\vec{k_-}.\vec{r}} =$$

$$= \frac{2\xi_2}{n_o}\left(\frac{c^2}{\omega n_o^2}\right)^2 \left\{ \left\{ (k^2(|\mathcal{B}_+|^2 + |\mathcal{B}_-|^2) + (\vec{k_+}.\vec{k_-})|\mathcal{B}_-|^2)\mathcal{B}_+ e^{-j\vec{k_+}\vec{r}} \right.\right.$$

$$\left.\left. + (k^2(|\mathcal{B}_+|^2 + |\mathcal{B}_-|^2) + (\vec{k_+}.\vec{k_-})\,|\mathcal{B}_+|^2)\mathcal{B}_-\, e^{-j\vec{k_-}.\vec{r}} \right\} k^2 \right.$$

$$\left. - (\vec{k_+}-\vec{k_-})\,(\vec{k_+}.\vec{k_-} - k^2)\,(|\mathcal{B}_-|^2\,\mathcal{B}_+\, e^{-j\vec{k_+}\vec{r}} + |\mathcal{B}_+|^2\mathcal{B}_- e^{-jk_-.\vec{r}}) \right\} \qquad \text{(III.19)}$$

Les termes d'ordre supérieur dans la formule (III.19) comportent des facteurs de la forme :

$$e^{-j(2\vec{k_+}-\vec{k_-}).\vec{r}} \quad \text{ou} \quad e^{-j(2\vec{k_-} - \vec{k_+}).\vec{r}}$$

Ils ne sont pas à prendre en compte, car ils varient rapidement et indépendamment des termes principaux. Il serait néanmoins important de les introduire dans le cas d'une incidence quasi-rasante, car alors $k_+ \simeq k_-$ et ils varient comme $e^{-jk_+.\vec{r}}$.

En raison des variations lentes de $\mathcal{B}_+$, on peut identifier les termes ayant la même variation spatiale rapide et on obtient deux équations couplées :

$$\Delta\mathcal{B}_+ - 2j\vec{k_+}.\vec{\nabla}\mathcal{B}_+ = -\frac{2\xi_2}{n_o}\left(\frac{c^2}{\omega n_o^2}\right)^2\left(\frac{\omega^2}{c^2}\, n_o^2\right)^2 (|\mathcal{B}_+|^2 + (1+\cos^2 2\vartheta)|\mathcal{B}_-|^2)\mathcal{B}_+ \qquad \text{(III.20)}$$

$$\Delta\mathcal{B}_- - 2j\vec{k_-}.\vec{\nabla}\mathcal{B}_- = -\frac{2\xi_2}{n_o}\left(\frac{c^2}{\omega n_o^2}\right)^2\left(\frac{\omega^2}{c^2}\, n_o^2\right)^2 (|\mathcal{B}_-|^2 + (1+\cos^2 2\vartheta)|\mathcal{B}_+|^2)\mathcal{B}_- \qquad \text{(III.21)}$$

Dans le cas d'une onde excitatrice quasi plane, les variations spatiales au second ordre de $\mathcal{B}_+$ et $\mathcal{B}_-$ peuvent être négligées. Les modules de $\mathcal{B}_+$ et de $\mathcal{B}_-$ sont conservés séparément et les équations (III.20) et (III.21) tra-

duisent une modification uniforme de l'indice le long de la direction de propagation respective de chacun des faisceaux.

Le rapport des modules des champs $\mathcal{B}_+$ et $\mathcal{B}_-$ peut servir à définir le facteur de réflexion de cette onde plane. Soit :

$$R = |\mathcal{B}_-|^2 / |\mathcal{B}_+|^2.$$

On obtient alors deux indices différents respectivement pour les faisceaux incident et réfléchi :

$$n_+ = n_o + n_2 I_e (1 + R + R \cos^2 2\vartheta)$$

$$n_- = n_o + n_2 I_e (1 + R + \cos^2 2\vartheta)$$

L'influence des interférences entre les faisceaux se manifeste dans l'indice par une contribution dépendant de l'angle d'incidence par le terme $\cos^2 2\vartheta$. Il faut remarquer que cette modification d'indice est uniforme. Pour un angle d'incidence de 45°, les faisceaux sont orthogonaux et il ne peut y avoir d'interférences pour une onde TM et les deux indices sont identiques. Ils prennent la valeur :

$$n = n_o + n_2 I_e (1 + R)$$

On retrouve la formule approchée (III.4.

Le facteur de réflexion peut être calculé à l'aide des formules donnant la réflexion pour une onde plane.

Pour un faisceau guassien, l'approximation traditionnelle consiste à négliger les variations du second ordre dans le sens de la propagation et à écrire dans le cas linéaire :

$$\Delta_T \mathcal{B} - 2 j \vec{k} . \vec{\nabla \mathcal{B}} = 0$$

où Δ_T qualifie le laplacien suivant deux directions orthogonales à la direction de propagation. Une telle démarche peut également être suivie dans le cas non linéaire. La propagation de telles ondes dans un milieu non linéaire interne à un Faby-Pérot a été étudiée à l'aide de méthodes impliquant de puissants moyens de calculs[43,44].

Sans résoudre les équations, on peut remarquer que la variation d'indice est sensiblement uniforme dans la zone centrale de l'impact, là où le faisceau est le plus intense. Si les deux faisceaux sont orthogonaux, la modification principale subie par le faisceau est un décalage de son spectre de fréquences spatiales. Dans la mesure où l'extension du faisceau est supérieure à la longueur de l'atténuation de l'onde de plasmons, les conclusions précédentes établies pour une onde plane, restent valables.

Si l'angle d'incidence est différent de 45°, on assiste à une modification de l'angle d'incidence sur les couches dont l'importance dépend de la différence d'indice, comme dans le cas thermique ci-dessus, et qui vient corriger le phénomène calculé pour un angle d'incidence constant. D'autre part, pour évaluer le facteur de réflexion, on doit faire intervenir les deux indices différents des ondes incidentes et réfléchies. Toutes les causes permettant la bistabilité persistent néanmoins. Seules risquent d'être affectées les valeurs prises par les effets, c'est-à-dire l'énergie de seuil et la forme des cycles.

Nous venons de voir dans ce chapitre qu'un modèle faisant intervenir des hypothèses simplificatrices par rapport aux conditions imposées par l'expérience permettaient de dégager le principe de la bistabilité dans les dispositifs utilisant l'excitation résonnante de plasmons de surface. On a prédit un certain nombre de comportements de ce dispositifs face à une excitation lumineuse. On a ensuite montré que ce modèle était bien adapté aux expériences envisagées car il est possible de retrouver le même comportement en présence d'une onde gaussienne qu'en présence d'une onde plane. Ce modèle a permis, dans une première étape, de concevoir le dispositif réalisant au mieux les conditions nécessaires à l'obtention de la bistabilité ; nous analysons ce point en détail au chapitre suivant.

Le même modèle montre l'apparition de la bistabilité dans le cas où la variation d'indiceest d'origine thermique et dans le cas où elle provient de l'effet Kerr induit. Dans la mesure où les différences entre une expérience réelle et le modèle sont de même type dans les deux cas, la confirmation expérimentale du fonctionnement en bistable en régime thermique (cf. Chap. V) permet d'envisager l'apparition de la bistabilité dans le cas où le matériau présente une non linéarité due à l'effet Kerr optique.

C H A P I T R E IV

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental a été conçu en s'appuyant sur les prévisions fournies par notre modèle de manière à se placer dans des conditions aussi favorables que possible pour observer le phénomène de bistabilité optique. Une attention particulière a été portée à la réalisation de la structure de couches minces pour laquelle la courbe de variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence doit présenter une résonance, aigüe, associée à l'excitation de plasmons de surface. Le minimum de cette courbe doit également se déplacer fortement lorsque l'indice varie sous l'action de la lumière. Une régulation thermique efficace est nécessaire pour maintenir la température du dispositif à une valeur déterminée et constante au cours du fonctionnement. La source lumineuse et le système de détection sont également décrits dans ce chapitre.

IV.1 - Le système de couches minces

De nombreux paramètres influent sur la courbe donnant la réflectivité. Nous avons été amenés à choisir le matériau non linéaire et le métal ainsi que la longueur d'onde d'excitation. Les épaisseurs optimales ont été déterminées.

L'outil principal que nous avons utilisé est un programme de calcul numérique du facteur de réflexion conçu par D. Rivière (Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Université Paris XI, Orsay). Le programme original permet l'étude d'un système comportant un grand nombre de couches minces. Il a été simplifié pour notre utilisation. Le principe du calcul et le programme figurent en Annexe.

IV.1.1 - Les paramètres du système

Choix du milieu non linéaire

Par rapport aux autres matériaux non linéaires présentant un effet Kerr optique, le disulfure de carbone possède une non linéarité importante caractérisée par le coefficient n_2 de la formule :

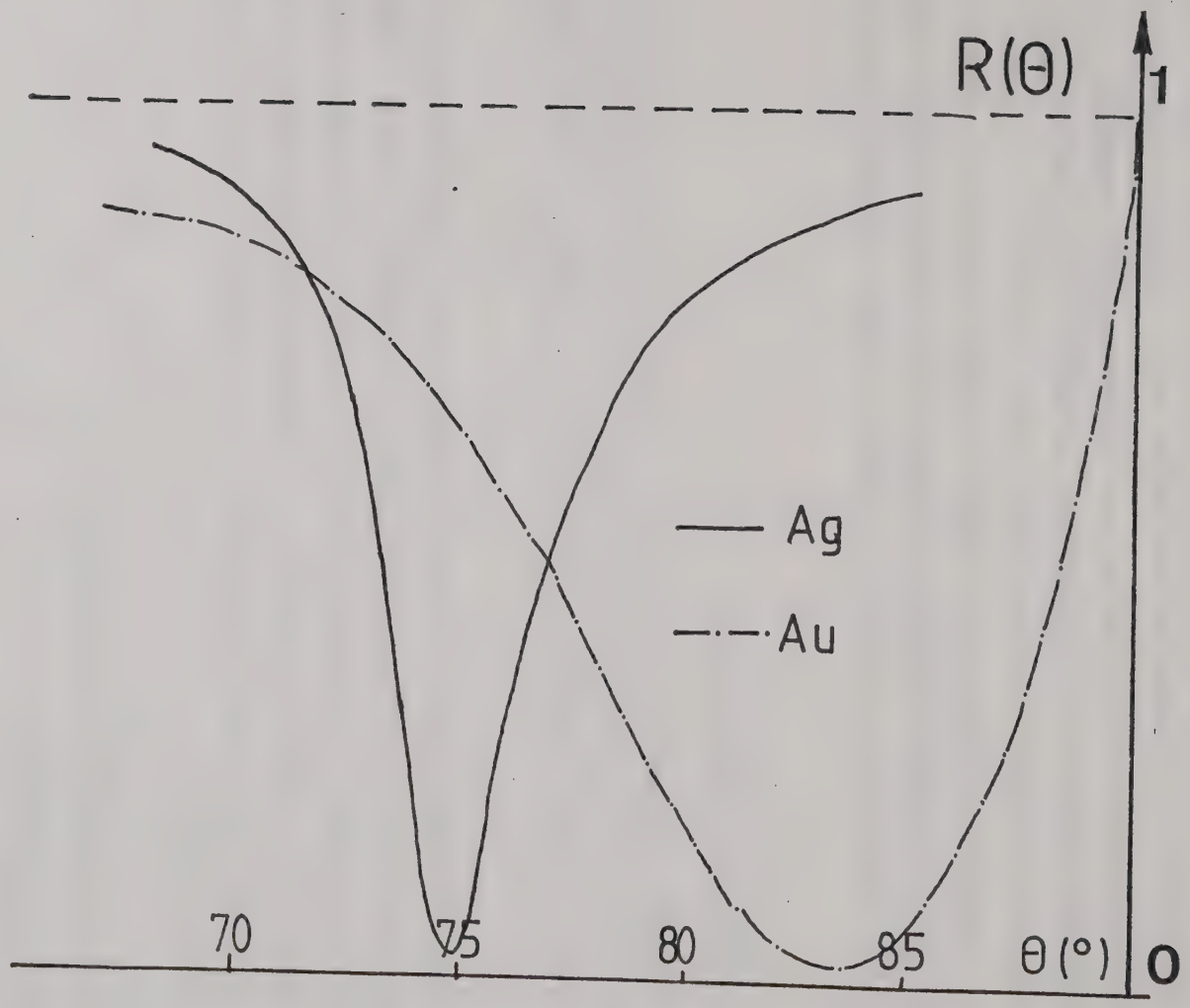


Figure 36 : Plasmons de surfaces sur des couches d'argent ou d'or

$$n = n_0 + n_2 I \qquad n_2 = 2{,}8.10^{-8} \ (MW/cm^2)^{-1} \quad (39) \qquad (IV.1)$$

Le temps de réponse de l'effet Kerr est de l'ordre de 2ps, ce qui permet d'envisager un dispositif ultra rapide.

L'indice du disulfure de carbone varie également très rapidement avec la température suivant la loi

$$n = n_0 + a\delta T$$

$$a = -\ 7{,}9.10^{-4} \quad K^{-1} \quad (40) \qquad (IV.2)$$

La présence simultanée des deux effets donne la possibilité d'utiliser l'expérience acquise dans le cas thermique pour l'étude ultérieure de la non linéarité associée à l'effet Kerr.

En contre partie, le disulfure de carbone est liquide à température ambiante et sa température d'ébullition est assez basse (46°C), ce qui limite l'amplitude possible des excursions en température au-dessus de la température de régulation. Il est volatil et ses vapeurs toxiques imposent de le conserver dans un récipient hermétiquement clos.

Choix du métal

Pour minimiser la largeur angulaire de la résonance, il est souhaitable d'utiliser un métal dont l'absorption soit la plus faible possible comme le montre la formule (II.13) donnant la partie imaginaire du vecteur d'onde du mode. La figure 36 représente les courbes obtenues respectivement pour des couches d'argent et d'or d'épaisseurs optimales dans chaque cas. Les autres métaux sont encore plus absorbants et ne conviennent pas[45].

Nous avons choisi l'argent pour la finesse plus grande de sa résonance. Le risque d'attaque de l'argent au contact du disulfure nécessite de prévoir une couche de protection de la couche d'argent. La protection est assurée par une couche mince de silice.

Choix de la longueur d'onde excitatrice

La largeur de la courbe de résonance est liée à la partie imaginaire du vecteur d'onde du mode, k_a. L'amortissement effectif du mode diminue quand

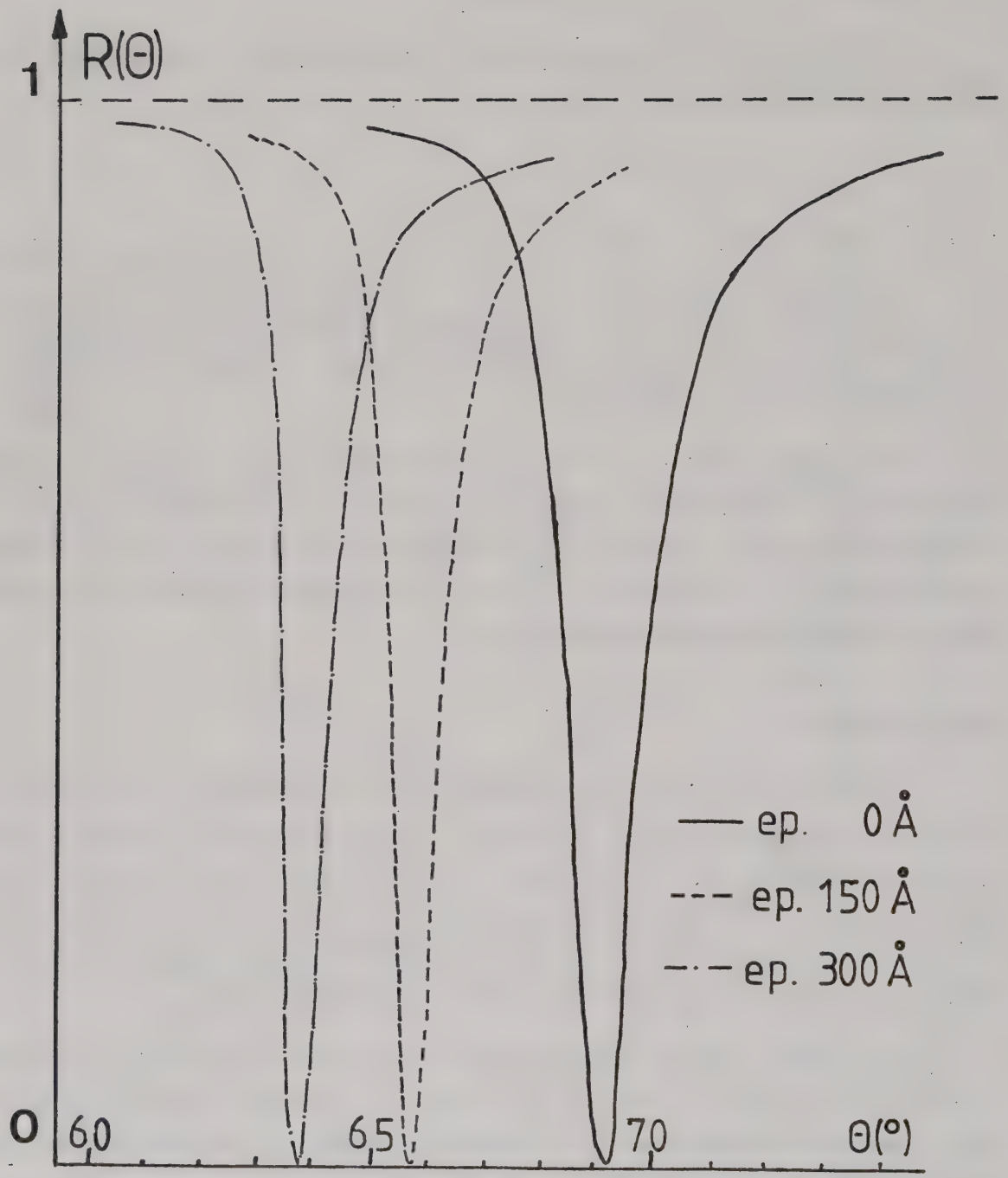


Figure 38 : Influence de l'épaisseur de la couche de silice sur la courbe de réflectivité

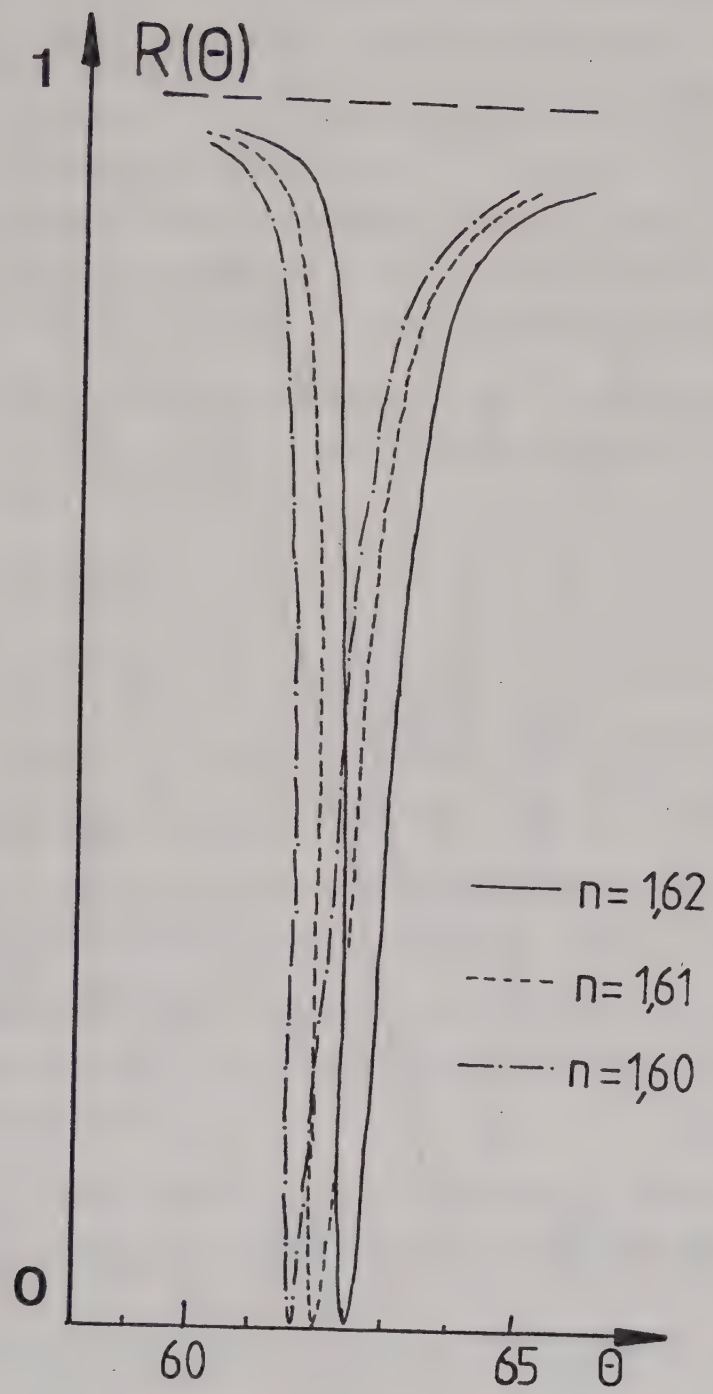


Figure 39 : Influence de l'indice du CS_2 sur la courbe de réflectivité en présence d'une couche protectrice de silice

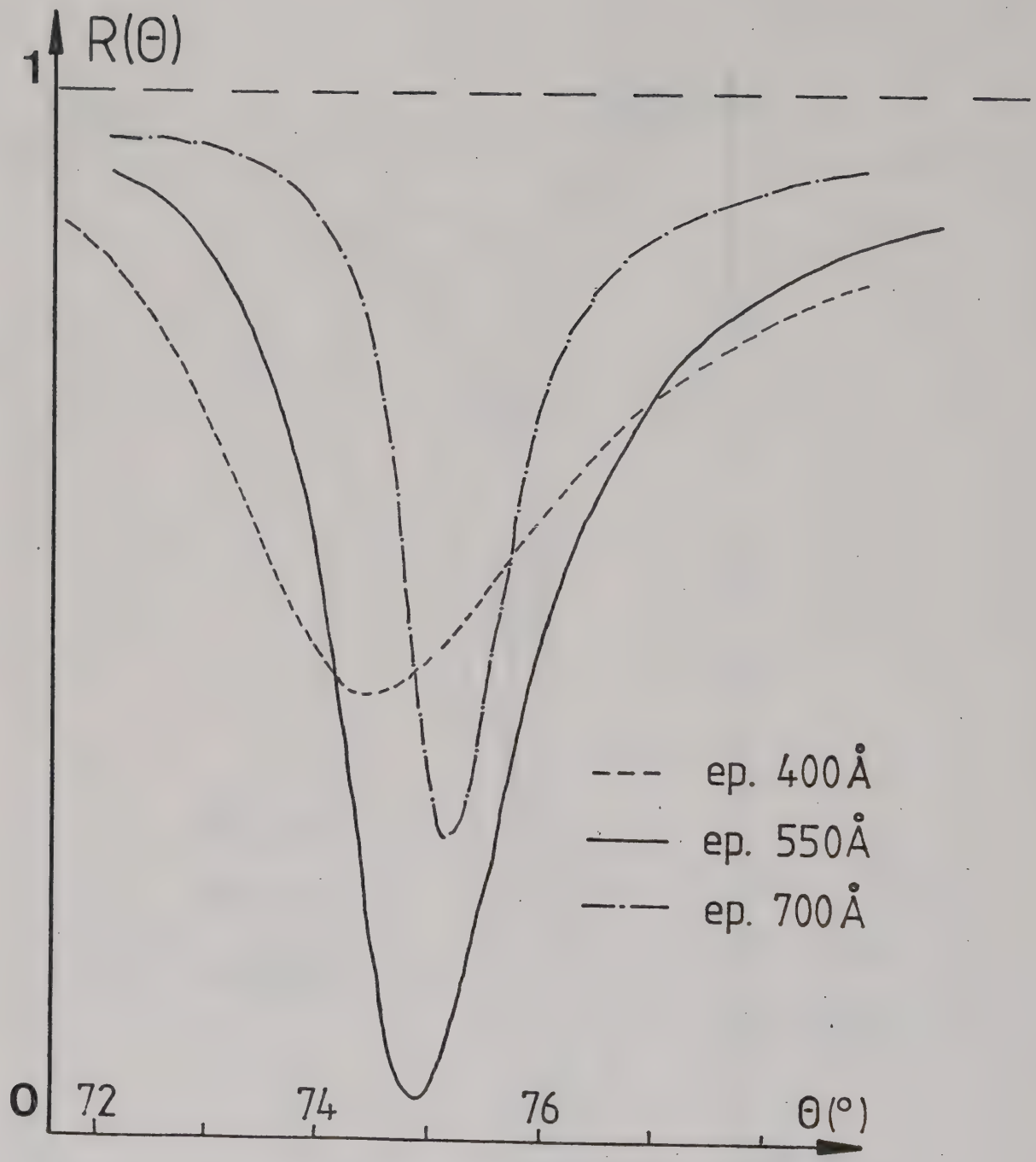


Figure 40 : Influence de l'épaisseur de la couche d'argent sur la courbe de réflectivité

on se déplace vers les grandes longueurs d'onde. Pour la commodité des réglages, il est préférable de travailler avec une lumière visible. Pour observer un état d'équilibre du dispositif, qui est long à obtenir dans le cas thermique, nous devons disposer d'un laser à émission continue. La puissance à fournir pour exciter les plasmons de surface ne permet pas l'emploi d'un laser à Hélium-Néon (λ 32,8 nm). Un laser à Argon ionisé délivre, à la longueur d'onde de 514,5 nm, une puissance largement excédentaire. La largeur calculée de la courbe du facteur de réflexion montre qu'à cette longueur d' onde la variation de température nécessaire à l'obtention d'une caractéristique de bistabilité optique est importante et il y a risque de vaporisation du disulfure de carbone.

Nous avons donc opéré avec un laser à colorant (rhodamine 6G) pompé par un laser à Argon ionisé. Il peut délivrer quelques centaines de milliwatts en continu autour de 600 nm.

Disposition des couches

Dans la configuration de Kretschmann de la méthode ATR, le dispositif est constitué d'une couche mince métallique disposée entre deux diélectriques. Suivant la position du milieu non linéaire (CS_2) par rapport aux faisceaux incident et réfléchi, on peut exciter deux types de plamsons de surface :

. Les plasmons associés à l'interface Ag/CS_2 si le faisceau incident se propage dans un substrat d'indice supérieur à celui du disulfure de carbone.

. Lorsque la lumière incidente traverse le disulfure de carbone, les plasmons sont associés à l'interface séparant l'argent et le substrat, d'indice inférieur à celui de CS_2.

Dans le premier cas, il y a renforcement du champ électrique de l'onde de surface au niveau de l'interface Ag/Cs_2 qui peut entraîner un seuil de bistabilité par effet Kerr optique plus bas que dans le second cas. Mais la couche de protection de l'argent perturbe fortement cette interface. La figure 38 montre l'influence de son épaisseur sur la courbe de réflexion.

Lorsque l'épaisseur augmente, il y a passage progressif des plasmons correspondant à l'interface Ag/Cs_2 à ceux se propageant le long de l'interface Ag/silice. Pour des épaisseurs permettant une protection efficace, le champ électrique est très faible dans le disulfure de carbone et l'influence de l'indice du disulfure sur la position du minimum est peu importante. Nous avons tracé figure 39 les courbes $R(\theta)$ correspondant à différents indices du CS_2 accessibles au moyen d'une variation thermique.

Le déplacement du minimum est insuffisant pour espérer observer la bistabilité. On est donc conduit à éliminer cette configuration et à ne conserver que la deuxième configuration dans notre étude.

Choix du substrat

Comme le disulfure de carbone est liquide, le milieu de faible indice doit être solide pour servir de support aux couches minces. On a intérêt à choisir un milieu d'indice le plus faible possible de manière à provoquer la résonance pour l'angle d'incidence le moins élevé possible. Les calculs ont montré que les cristaux tels que MgF_2 ou CaF_2, choisis en raison de leur bas indice, présentent des avantages faibles par rapport à un substrat en silice, en regard du surcoût. De plus, la silice permet d'obtenir un meilleur état de surface car elle peut se travailler facilement en raison de sa dureté.

Epaisseur de la couche d'argent

L'importance de l'épaisseur de la couche métallique a déjà été soulignée au paragraphe II.3. La figure 40 montre l'allure de la courbe donnant le facteur de réflexion pour différentes épaisseurs de la couche métallique. L'existence d'un optimum de cette épaisseur est confirmée. La valeur optimale de l'épaisseur est de l'ordre de 500 Å.

Epaisseur de la couche protectrice

Le pouvoir protecteur de la couche a été observé expérimentalement en plongeant dans le disulfure une lame recouverte successivement d'argent et de silice. Une durée de protection supérieure à trois jours a été observée pour des épaisseurs de plus de 250 Å. Pour s'assurer d'une protection de longue durée, permettant les mises au point préalables à l'étude de la bistabilité, on a choisi une épaisseur voisine de 400 Å. Cette dernière épaisseur a résisté à plusieurs mois d'immersion totale dans le disulfure de carbone.

IV.1.2 - Réalisation : la pulvérisation cathodique

Les couches minces ont été déposées sur le substrat par pulvérisation cathodique. M. Coignard de l'atelier de technologie de l'IEF a réalisé l'ensemble des mises au point et des dépôts.

Le principe de la pulvérisation cathodique est le suivant : les atomes ou molécules d'une cible du matériau à déposer sont arrachés par le choc des

ions d'un plasma d'Argon. Ils se condensent alors sur le substrat placé à quelques centimètres.

Les épaisseurs des couches sont mesurées à l'aide d'une micro-pointe dont le déplacement est repéré lors du franchissement de la marche limitant le dépôt. Cet appareil (Talystep) permet une précision meilleure que 50 Å lors de la mesure d'épaisseurs très faibles. Des mesures sur des témoins procurent un étalonnage qui permet de prévoir l'épaisseur des couches à partir de la durée du dépôt.

L'appareil en fonctionnement à l'IEF permet de déposer des couches de trois matériaux différents sans nécessiter l'ouverture de l'appareil.

Le dépôt de la couche protectrice est effectué à partir d'une cible de silice mais la composition du dépôt est un mélange de divers oxydes donnant une composition globale SiO_x avec x compris entre 1 et 2. La valeur de ce paramètre x dépend fortement des conditions sous lesquelles le dépôt est effectué. En présence d'une faible pression d'oxygène dans l'enceinte, la composition est très voisine de la silice SiO_2 .

L'introduction d'oxygène provoque une oxydation de l'argent précédemment déposé. On est donc contraint d'opérer en l'absence totale d'oxygène, la composition de la couche déposée est alors inconnue ainsi que son indice qui peut a priori prendre une valeur comprise entre 1,45 et 2.

La figure 41 montre des courbes de réflectivité calculées pour quelques valeurs possibles de l'indice de la couche protectrice. On observe que la largeur de la courbe et la valeur du minimum sont peu affectées par ces variations, les conditions nécessaires à la bistabilité sont donc conservées.

La qualité de la couche de protection n'est satisfaisante que lorsque la vitesse de dépôt est très faible, sinon il apparaît des craquelures visibles à l'oeil nu ou au microscope. Cet effet peut être attribué à la différence de coefficient de dilatation entre la couche d'argent et la couche de protection, qui entraîne des contraintes lors du refroidissement. La réduction de vitesse est accompagnée d'une diminution de la température au niveau du substrat et les contraintes sont alors moindres.

On a déposé successivement les deux couches sur un substrat de silice (fourni par Fichou) de diamètre Ø = 20 mm, d'épaisseur 4 mm et dont le polissage est très soigné (planéité $\lambda/10$; rugosité de 30 Å en moyenne quadratique).

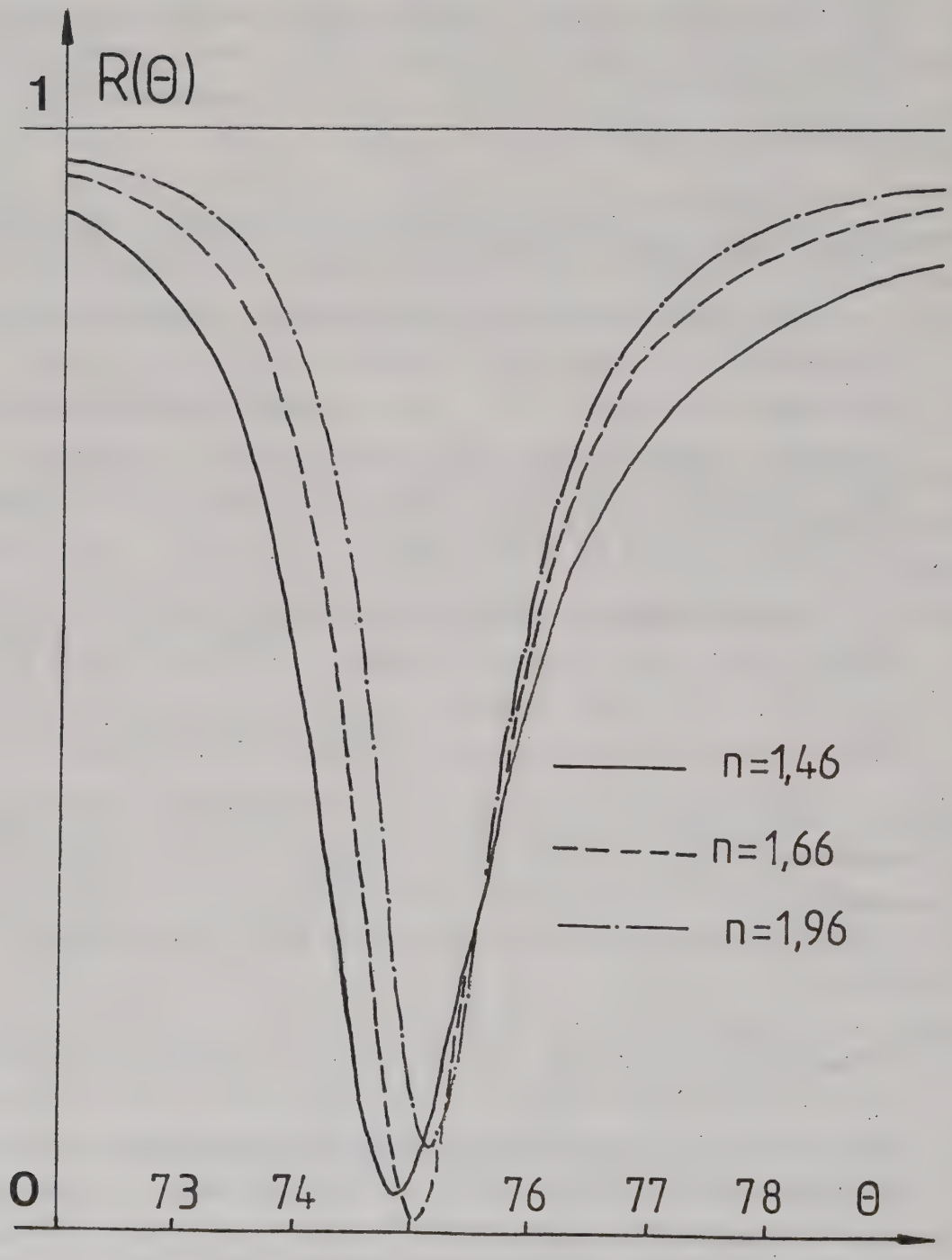


Figure 41 : Influence de l'indice de l'oxyde sur le facteur de réflexion

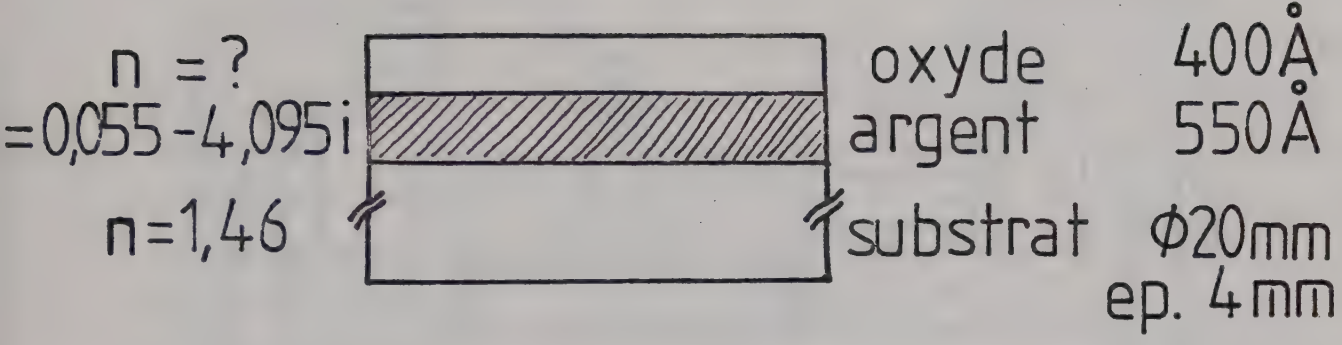


Figure 42 : Schéma de la disposition des différentes couches minces

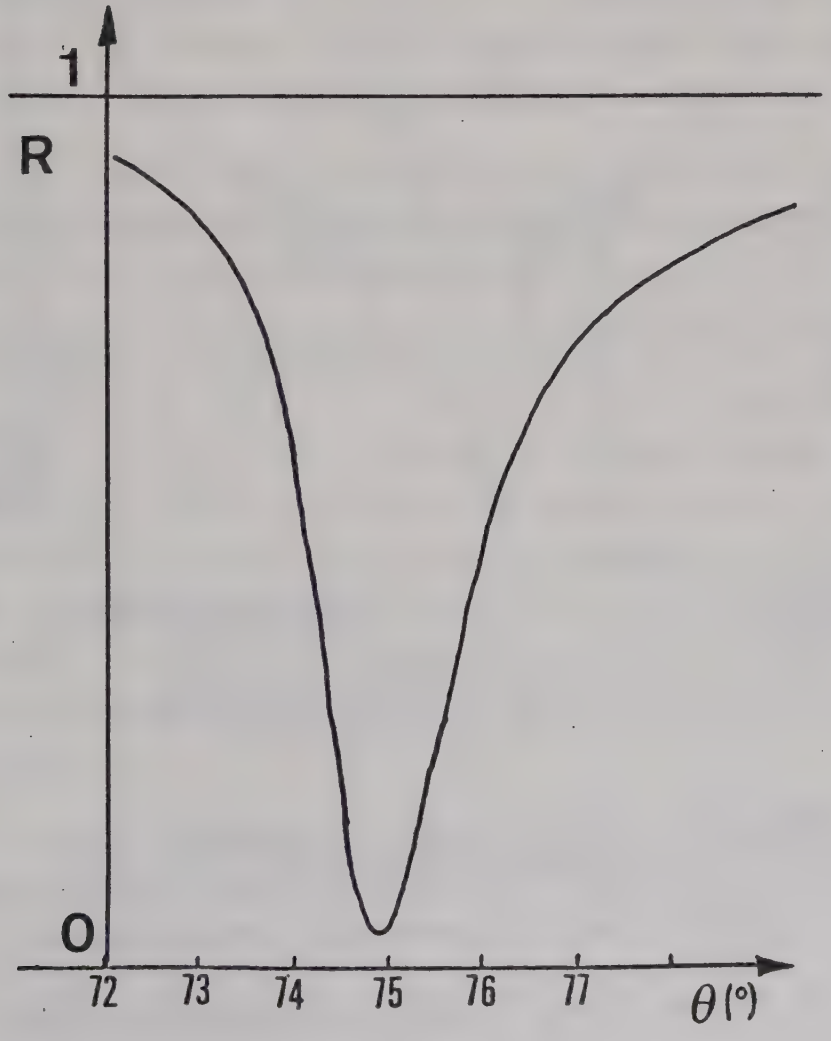


Figure 43 : Facteur de réflexion théorique correspondant à la structure expérimentale

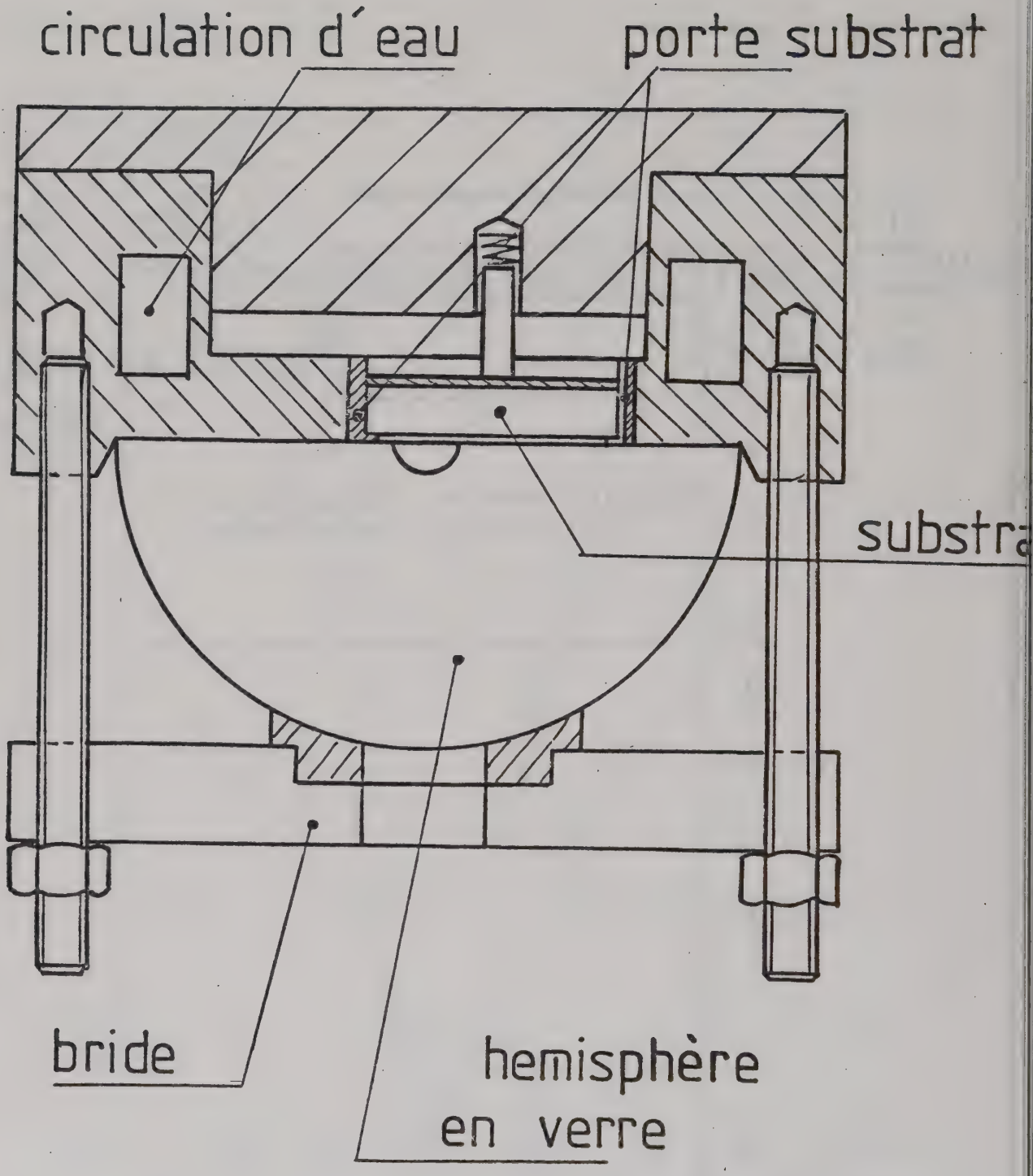


Figure 44 : Coupe du dispositif permettant l'excitation des plasmons de surface

Le dépôt d'argent est d'épaisseur 550 Å pour une durée de dépôt de 2'5" tandis que l'épaisseur de la protection est de 400 Å pour un dépôt de 25 mn. Le schéma du dépôt est porté figure 42, tandis que la courbe donnant la réflectivité en fonction de l'angle, calculée à partir de ces valeurs, est portée sur la figure 43.

IV.2 - Cuve thermostatée

Pour permettre l'excitation optique des plasmons, on utilise un hémisphère comportant un évidement concentrique également hémisphérique destiné à contenir le CS_2 (figure 44). Le diamètre extérieur est de 50 mm et le diamètre intérieur de 5 mm afin de réduire au minimum le trajet dans le disulfure de carbone. L'ensemble a été réalisé à l'IOIA, dans un verre dont l'indice est voisin de celui du disulfure. Lorsque l'évidement est rempli de CS_2, l'ensemble reconstitue un hémisphère sensiblement homogène et un faisceau incident normal au dioptre ressort normalement si le substrat support des couches est maintenu en contact avec le disulfure de carbone, le plan des couches contenant le centre commun des deux dioptres hémisphériques. Cette disposition présente sur le prisme l'avantage de permettre une large gamme d'angles d'incidence. On peut également repérer aisément la normale au plan des couches.

Pour permettre une manipulation aisée du substrat, celui-ci n'est pas directement en appui sur la demi-coquille en verre mais enserré dans un support. En conséquence, l'épaisseur du verre a été diminuée de trois dixièmes de millimètre, qui est l'épaisseur de la calle métallique, pour assurer la coïncidence entre le centre de l'hémisphère et le plan des couches. Ce porte-lame est excentré latéralement de manière à ce qu'une rotation de celui-ci à l'intérieur de son logement déplace le point d'impact du faisceau lumineux sur les couches. Ceci permet une nouvelle utilisation de la même lame dans le cas où elle aurait été endommagée localement. Pour éviter la formation, lors du positionnnement de la lame, de bulles d'air indésirables au contact des couches, le substrat est mis en place en présence d'un excès de CS_2. Comme les pièces sont ajustées entre elles, on a prévu des trous dans le porte-lame pour assurer l'évacuation du liquide en surplus.

Le substrat est maintenu en place par un ensemble mécanique qui ferme également le volume contenant le disulfure de carbone de manière étanche. Une double paroi permet une circulation intérieure d'eau.

Toutes les pièces métalliques en contact avec le disulfure de carbone sont réalisées en acier inoxydable.

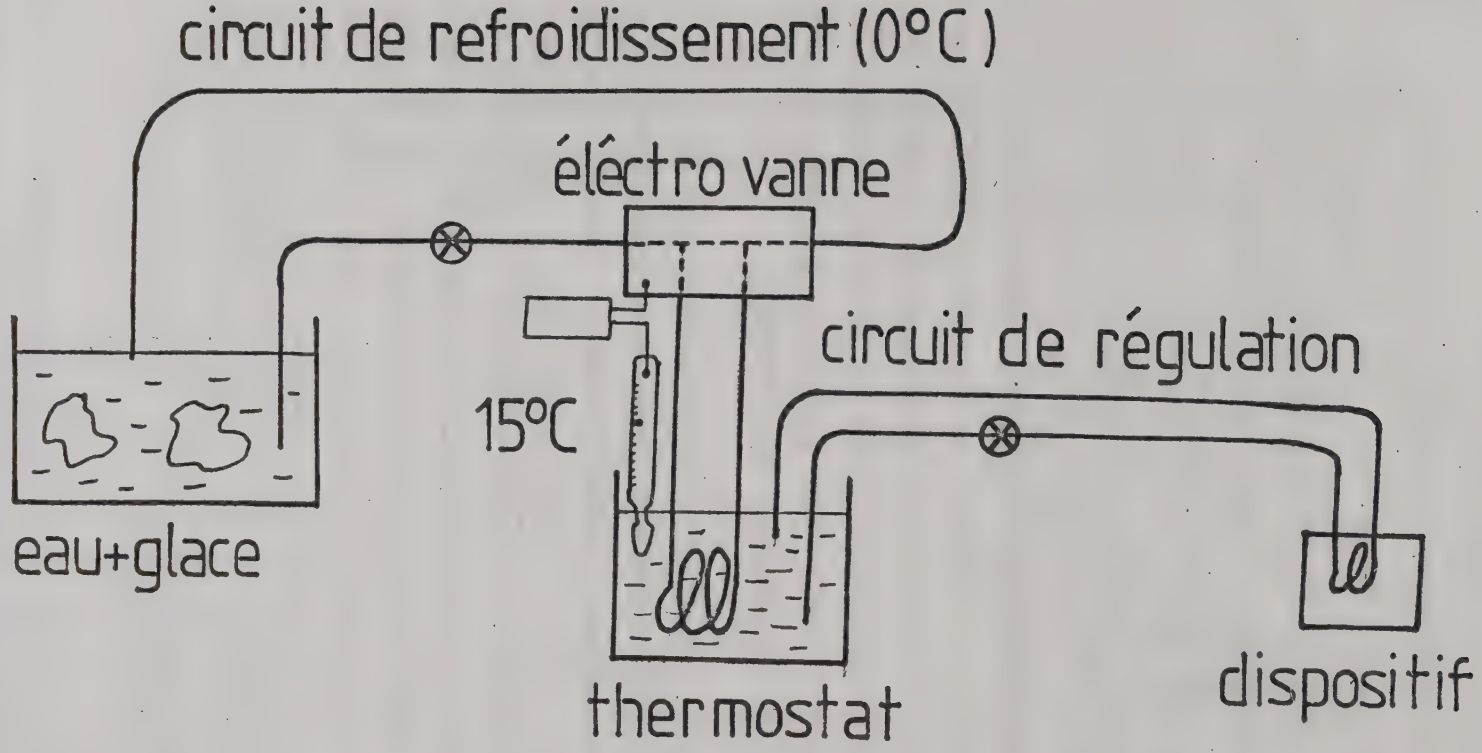


Figure 45 : Schéma de la régulation thermique

La cuve décrite ci-dessus peut être disposée de telle sorte que le plan des couches soit vertical, ce qui permet un trajet du faisceau lumineux dans le plan horizontal.

La régulation thermique est obtenue en faisant circuler en permanence de l'eau à une température fixée à 15°C. Cette température, inférieure à la température ambiante, permet d'augmenter l'amplitude possible des élévations de température avant l'ébullition et est suffisamment élevée pour prévenir la condensation sur les faces en verre de l'hémisphère en contact avec l'air extérieur. L'eau à 15°C provient d'une enceinte thermostatée. La régulation thermique est assurée au moyen d'une électrovanne "quatre voies", commandée par un thermomètre à contact, et qui admet ou non la circulation d'eau de refroidissement à 0°C dans un serpentin plongé dans le thermostat (figure 45). L'eau à 0°C est fournie par un récipient contenant un bain de glace. Les deux pompes de circulation fonctionnent en permanence.

IV.3 - Système optique

La lumière issue d'un laser à Argon ionisé sert à pomper un laser à colorant. Le faisceau lumineux issu de ce dernier laser est ensuite modulé en passant à travers une cellule de Pockels et focalisé par une lentille au centre de la cuve, au niveau du plan des couches. Une partie de la lumière incidente est dirigée vers une photodiode par une lame de verre. La lumière est collectée à la sortie du dispositif et envoyée sur une autre photodiode (figure 46).

IV.3.1 - Les lasers

Le laser à Argon ionisé est un laser Spectra Physics modèle 171 fonctionnant avec un prisme intra-cavité de manière à sélectionner la raie à 514,5 mm. Il est utilisé pour pomper optiquement un laser à colorant Spectra Physics modèle 375. Une circulation du colorant assure son renouvellement. Au niveau de la cavité du laser à colorant, une buse rectangulaire provoque un jet laminaire horizontal de bonne qualité optique car de forme voisine d'une lame à faces planes parallèles. Le jet est orienté à l'incidence de Brewster par rapport à l'axe du résonateur pour minimiser les pertes à l'intérieur de la cavité de telle sorte qu'en sortie le faisceau est polarisé verticalement.

Le colorant est de la rhodamine 6G. A l'intérieur de son domaine spectral d'émission (570-640 nm), on sélectionne une longueur d'onde à l'aide d'un

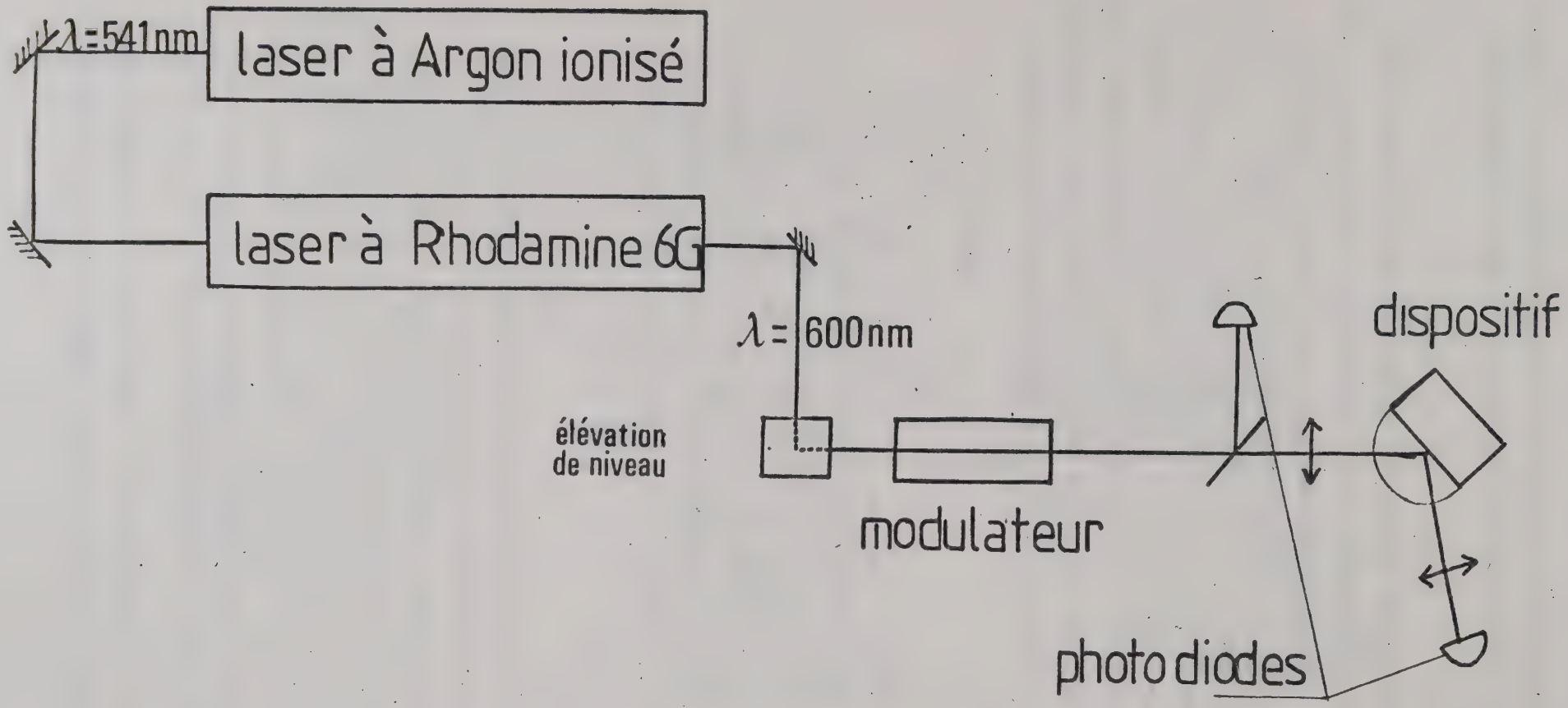


Figure 46 : Schéma d'ensemble de l'expérience

filtre interférentiel prismatique. Le maximum de puissance est obtenu pour une longueur d'onde voisine de 600 nm. Les puissances de sortie utilisées varient de quelques milliwatts à 150 mW pour des puissances du laser à argon de 1 à 3 W.

La hauteur du faisceau laser est imposée. Pour rattraper l'insuffisance de hauteur, nous avons utilisé un système de renvoi comportant deux miroirs réfléchissants (figure 47). Ils sont attaqués tous les deux sous une incidence de 45° dans deux plans orthogonaux, et permettent d'obtenir une lumière de polarisation horizontale correspondant au niveau du dispositif à une onde de polarisation TM.

La puissance de sortie du laser à Argon dépend du courant de décharge dans le tube. Il est possible de piloter ce courant à l'aide d'une tension appliquée de manière externe à l'alimentation du laser. Ce système, utile pour stabiliser l'intensité de la lumière issue du laser, ne convient pas pour moduler la puissance de sortie . C'est pourquoi nous avons utilisé un modulateur extérieur.

IV.3.2 - Modulateur

Il s'agit d'une cellule de Pockels contenant un cristal de dihydrophosphate de potassium (KDP). La lumière se propage dans la direction de l'axe optique de ce cristal, uniaxe en l'absence de champ électrique appliqué. Sous l'action d'un champ électrique provoqué par une différence de potentiel appliquéele long de cet axe entre deux électrodes circulaires perçées en leur centre pour permettre le passage du faisceau laser, le cristal devient biaxe.

Le déphasage introduit entre les deux polarisations d'une lumière se propageant suivant l'axe de la cellule, est proportionnel à la différence de potentiel.

En plaçant un polariseur horizontal derrière cette cellule, la lumière voit son intensité modulée en fonction de la tension appliquée. Pour obtenir des effets importants, la tension doit être de l'ordre de 3kV. On peut obtenir des tensions de cet ordre et présentant une évolution temporelle en amplifiant les signaux fournis par un générateur de fonction basse fréquence à l'aide d'une triode haute tension polarisée sous 3kV.

Pour obtenir la puissance lumineuse incidente désirée, on fixe approximativement celle-ci au moyen de la puissance du laser à Argon. On peut alors

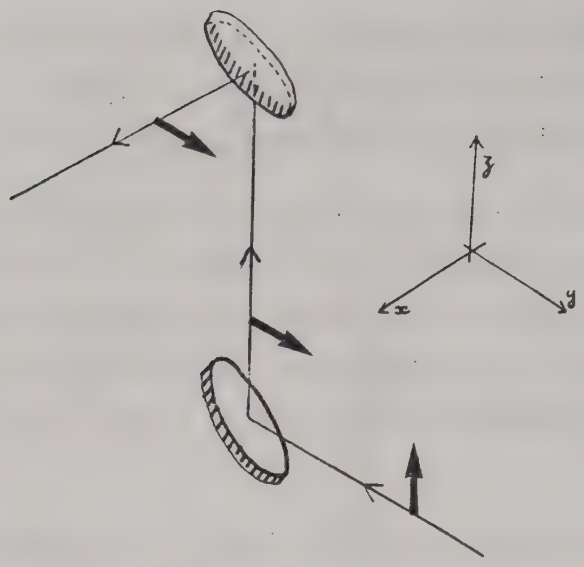


Figure 47 : Rotation de la polarisation lors de la double réflexion sur le dispositif rehaussant le faisceau

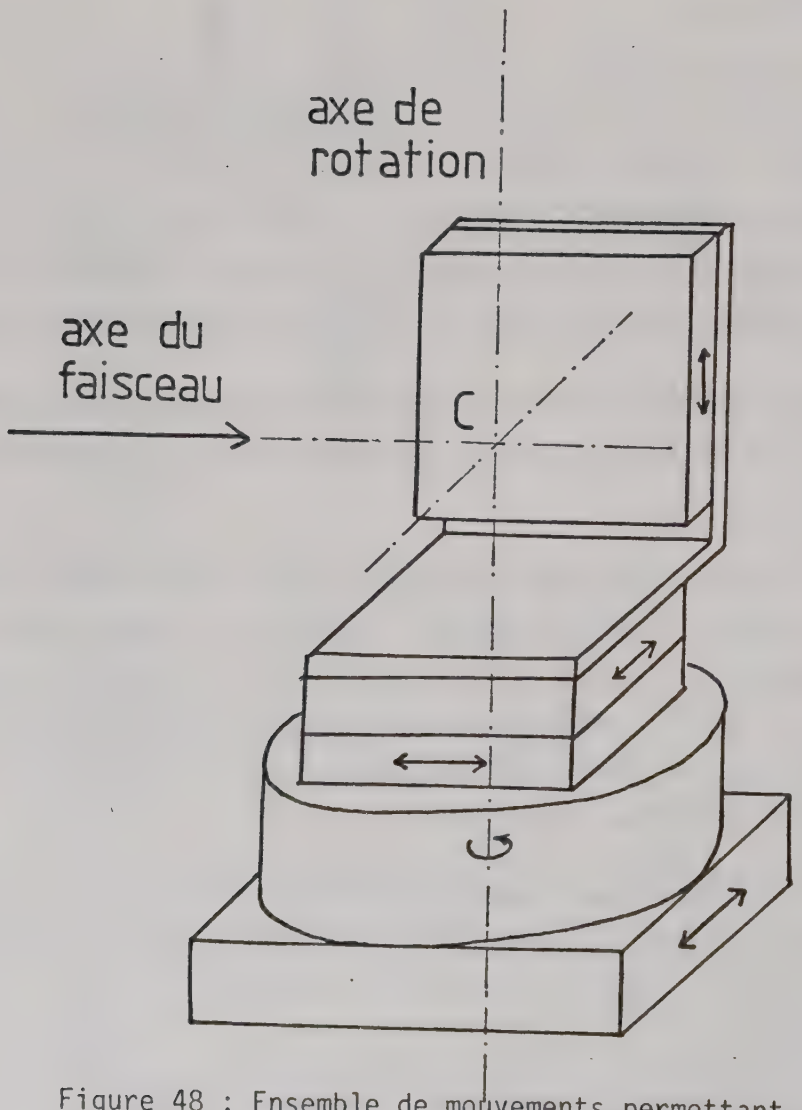


Figure 48 : Ensemble de mouvements permettant le réglage du dispositif dans le faisceau lumineux

explorer un domaine de puissances au voisinage de cette valeur en modifiant la tension de grille de la triode à l'aide du générateur basse fréquence.

La bande passante du système simple utilisé est faible (< 2000 Hz) mais suffisante compte tenu de la lenteur des phénomènes thermiques.

IV.3.3 - Détecteurs

Nous avons utilisé des photodiodes PIN6D (United Detector Technology Inc.) qui présentent une grande surface sensible (20 mm^2). Celle-ci a été recouverte d'un papier diffusant qui répartit plus uniformément la lumière sur toute la zone sensible. Dans ces conditions, le signal de mesure ne dépend que de la puissance du faisceau sur la photodiode et non de sa position précise, ou de la répartition spatiale d'énergie dans le faisceau.

La polarisation est de -18 V. Le courant est converti sous la forme d'une tension aux bornes d'une résistance de 22kΩ. Compte tenu d'une capacité de 60 pF, le temps de réponse du système est 1,5 μs et très largement suffisant pour l'application aux phénomènes thermiques.

La linéarité de la tension de sortie en fonction de la puissance reçue est contrôlée à l'aide d'un mesureur de puissance. La tension est proportionnelle à la puissance pour toutes les valeurs de cette dernière inférieures à 10 mW. Les tensions détectées sont comprises entre 0 et -10 V.

Deux photodiodes identiques ont été utilisées pour mesurer les intensités lumineuses. On peut dans ces conditions mesurer toutes les puissances incidentes sur le dispositif jusqu'à 100 mW, car la lame de verre séparatrice ne prélève qu'une partie du faisceau inférieur à 10 mW et pour le faisceau de sortie, on interpose une densité optique de valeur 1.

Les différentes puissances sont détectées sans modifier aucun élément sur le trajet du faisceau et on a donc une bonne comparaison entre elles.

IV.3.4 - Réglages

Le réglage géométrique du montage est effectué au moyen de platines de déplacement de précision dont l'agencement est représenté figure 48.

Une platine de rotation permet de modifier l'incidence du faisceau sur le plan des couches minces sans changer de point d'impact. Son axe et le trajet du faisceau sont rendus concourants au moyen d'une platine dont la translation est orthogonale aux deux droites, tandis qu'un réglage d'horizontalité permet de rendre les deux axes perpendiculaires.

Le faisceau lumineux est focalisé en ce point par une lentille réglable en profondeur.

On peut faire coïncider ce même point avec le centre de la cuve au moyen de trois mouvements X-Y-Z.

L'ensemble des réglages est effectué au moyen des réflexions sur les faces de l'hémisphère en verre. Le système est alors prêt à fonctionner.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, sont présentés les principaux résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif décrit au chapitre précédent. On a observé la courbe de réflectivité, associée à l'excitation résonnante des plasmons de surface, en fonction de l'angle d'incidence, et l'influence sur celle-ci de puissances lumineuses incidentes croissantes. Des mesures ont également été faites en éclairant le dispositif sous incidence fixe. Suivant la valeur de l'angle d'incidence, la forme des caractéristiques donnant l'intensité de sortie en fonction de l'intensité d'entrée évolue, permettant différents types de fonctionnement du dispositif, par exemple en amplificateur de petits signaux, en bistable optique ou en régulateur. Le temps de réponse du dispositif a été déterminé.

Dans toutes les études, les résultats des mesures sont comparés avec ceux prévus par le modèle du chapitre III, des points de vue qualitatif et quantitatif.

V.1 - Etudes préliminaires

V.1.1 - Rôle de la convergence

Les plasmons de surface sont excités par un faisceau lumineux convergent focalisé dans le plan des couches minces. La taille du faisceau à ce niveau est un facteur important pour l'analyse quantitative du phénomène car celle-ci intervient dans l'expression donnant le seuil de bistabilité.

On peut modifier la dimension de la tache focale en changeant de lentille de focalisation. Théoriquement, plus la distance focale est courte, plus le dispositif est sensible, mais plus on s'éloigne de la condition d'onde plane et du modèle proposé.

Nous avons effectué des essais avec trois lentilles de distances focales respectives 77, 120 et 200 mm. La bistabilité n'a pu être mise

en évidence que pour les deux lentilles de plus courtes focales. La sensibilité du dispositif doit être inversement proportionnelle au diamètre du faisceau mais, avec les lentilles utilisées, la largeur angulaire du faisceau est du même ordre de grandeur que la largeur de la résonance associée aux plasmons de surface. Pour comparer, dans les meilleures conditions, les résultats aux prévisions, nous avons choisi la lentille de focale 120 mm qui est plus facile à régler et fournit un faisceau moins convergent.

V.1.2 - Dimension de la tache focale

On ne peut pas mesurer directement la dimension de la tache focale, car elle est au centre de l'hémisphère en verre contenant le disulfure de carbone, où on ne peut placer aucun détecteur. On a néanmoins accès à sa taille en enregistrant les dimensions du faisceau réfléchi émergent à l'aide d'une photodiod devant laquelle un trou de faible diamètre ($\phi \sim 150\,\mu m$) sélectionne une partie limitée du faisceau, et que l'on déplace transversalement dans celui-ci.

La puissance utilisée lors de ces mesures est très faible et l'enregistrement s'effectue dans une zone éloignée de la résonance associée aux plasmons de surface, pour éviter toute perturbation. La courbe obtenue est représentée sur la figure 49. Elle n'est pas rigoureusement symétrique mais l'écart à une gaussienne est très faible.

Supposons que la répartition transversale de l'énergie suive une loi de la forme :

$$e^{-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}}$$

en fonction de la distance r à l'axe du faisceau, où z est la distance entre le lieu de détection et le plan focal et ω la largeur du faisceau à cette distance. Posons $\omega(0)=\omega_0$. Pour un faisceau se propageant dans un milieu uniforme d'indice n, on a la formule :

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_0^2}\right)^2\right)$$

tandis que le rayon de courbure au même point vaut (46) :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda z}\right)^2\right)$$

Si z est grand devant le paramètre confocal $n\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ ces formules deviennent :

$$\omega(z) \sim \frac{z}{n\pi\omega_0}$$

$$R(z) \sim z$$

Si le faisceau rencontre à grande distance du foyer un dioptre sphérique dont le centre est au niveau de la tache focale, ni $\omega(z)$ ni R(z)ne sont modifiés. Dans le cas du dispositif étudié, les dioptres limitant l'hémisphère de verre ne contribuent à la valeur de ω_0 qu'à travers l'indice n.

Les mesures ont été effectuées à une distance z de 33 cm. Nous avons vérifié que la structure spatiale du faisceau est voisine d'une gaussienne en comparant les largeurs à $1/e^2$, 1/e et $1/\sqrt{e}$ de la courbe donnant les variations d'intensité dans une section droite du faisceau (fig. 49).

La valeur de $\omega(z)$ déduite de ces mesures est $\omega(z) = 2{,}45 \pm 0{,}09$ mm. Elle conduit pour ω_0 à la valeur :

$$\omega_0 = 16 \pm 1 \mu m$$

Compte tenu de la divergence du faisceau issu du laser à Rhodamine 6G , on peut calculer le diamètre de la tache focale lorsqu'il est repris par une lentille de 120 mm. Le résultat est concordant : $\omega_0 = 17 \mu m$.

V.1.3 - Mesures absolues des intensités lumineuses et des angles

Il n'est pas possible d'avoir accès directement aux valeurs des intensités incidente et réfléchie car deux dioptres (CS_2/verre et verre/air) séparent le milieu extérieur, où une détermination est possible, du système lui-même. En outre, des éléments supplémentaires ont été interposés devant chaque photodiode, qui n'affectent pas la proportionnalité entre le signal et la mesure mais rendent plus complexe la mesure de sa valeur absolue. Nous avons donc étalonné, avant chaque série de mesures, la photodiode donnant le signal d'entrée à l'aide d'un mesureur de puissance placé immédiatement devant l'entrée de la cuve. L'énergie au niveau de la tache focale peut alors être calculée car on connaît le facteur de réflexion des dioptes (5,6 %, à partir des indices des matériaux).

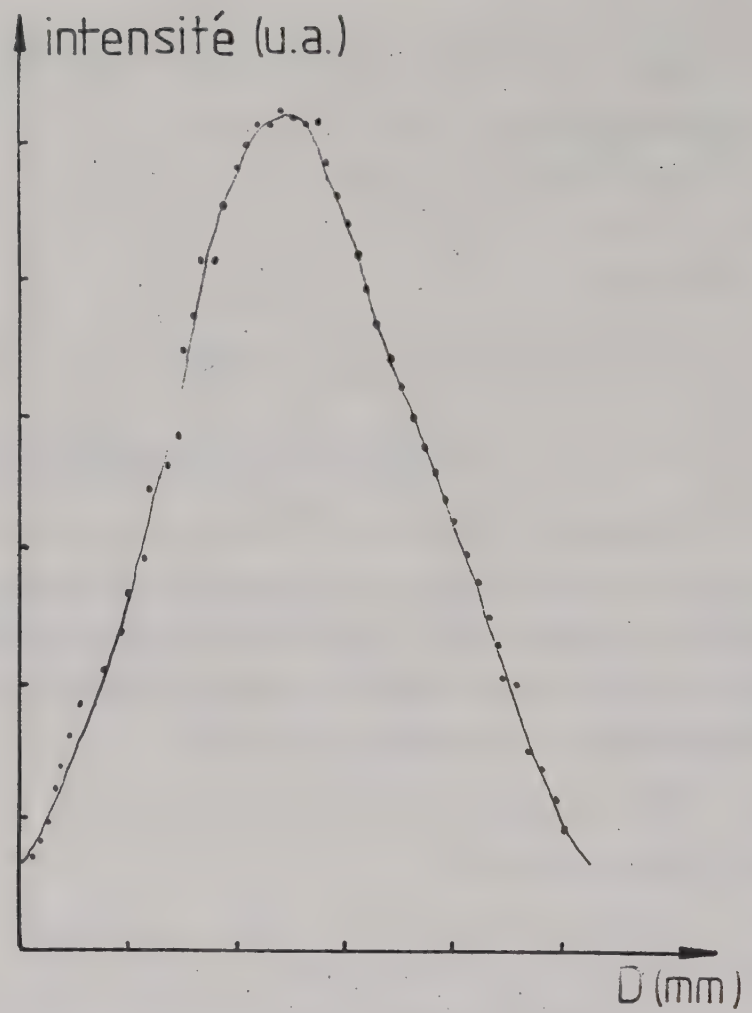


Figure 49 : Profil transversal du faisceau à faible puissance (0,3 mW)

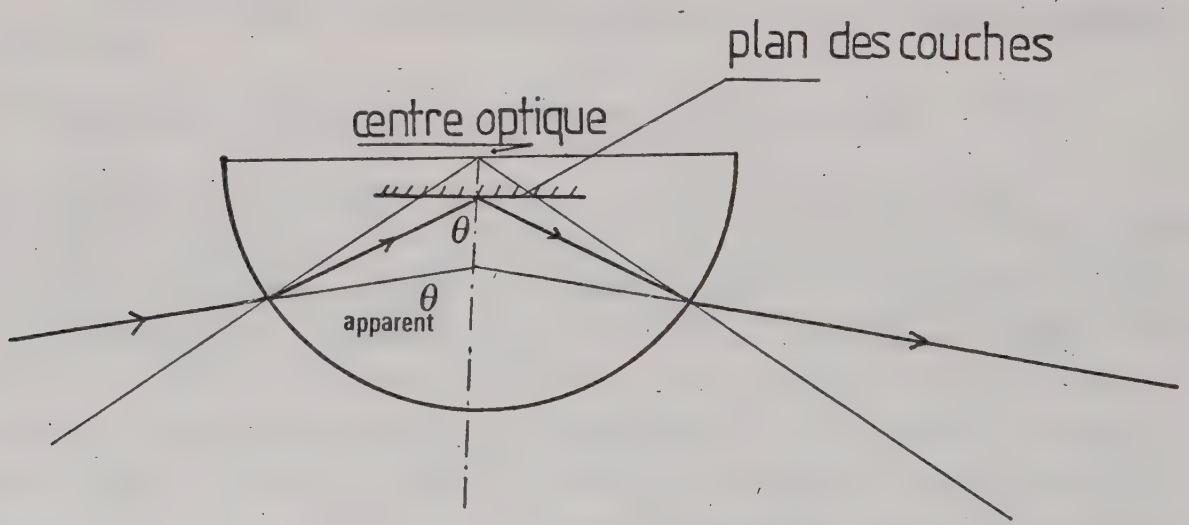


figure 50 : Décalage angulaire provoqué par le défaut de construction du dispositif

En fait, ces dernières pertes sont intrinsèques au système et l'énergie mesurée devant l'hémisphère doit réllement être fournie pour faire fonctionner le dispositif. En conséquence, c'est cette énergie qui sera appelée énergie incidente. Lors des comparaisons avec les résultats de calculs prenant en compte les intensités au niveau des couches, un écart de 5 % est peu significatif et nous ne tiendrons pas compte des pertes à la réflexion.

Lors des réglages, nous avons constaté que le centre de la sphère n'était pas strictement dans le plan des couches minces en raison d'un défaut δz de 1/10 de mm dans l'épaisseur de la cale. L'influence de ce défaut est minimisée en positionnant le faisceau symétriquement par rapport au centre de la sphère (fig. 50). Le décalage est alors $2(n-1)\ \delta z \sin\theta$. Pour un angle d'incidence moyen de 73°, ce décalage vaut 17' et peut être considéré comme constant sur le domaine angulaire exploré. Pour toutes les mesures, la normale au dispositif fournit l'origine des angles . La précision est de 2' par lecture, soit une mesure à 5' près de la valeur absolue de l'angle. Nous avons donc systématiquement corrigé nos mesures de la valeur 17' car ce décalage excède nettement la précision des mesures.

V.2 - Etude du facteur de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence

V.2.1 - Faible intensité lumineuse

Le facteur de réflexion a été mesuré pour une puissance incidente de 0,3 mW. Les variations du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence au niveau des couches minces sont portées sur la figure 51. A titre de comparaison, la même figure reprend la courbe de réflectivité calculée pour le dispositif étudié.

L'allure générale des deux courbes est la même. Les largeurs des résonances sont comparables, mais le minimum de réflectivité de la courbe enregistrée est beaucoup plus élevé et se produit pour un angle inférieur à celui obtenu par le calcul.

La valeur minimale de la réflectivité vaut

$$R_{min} = 24 \pm 1\ \%$$

alors que le calcul donne une valeur pratiquement nulle.

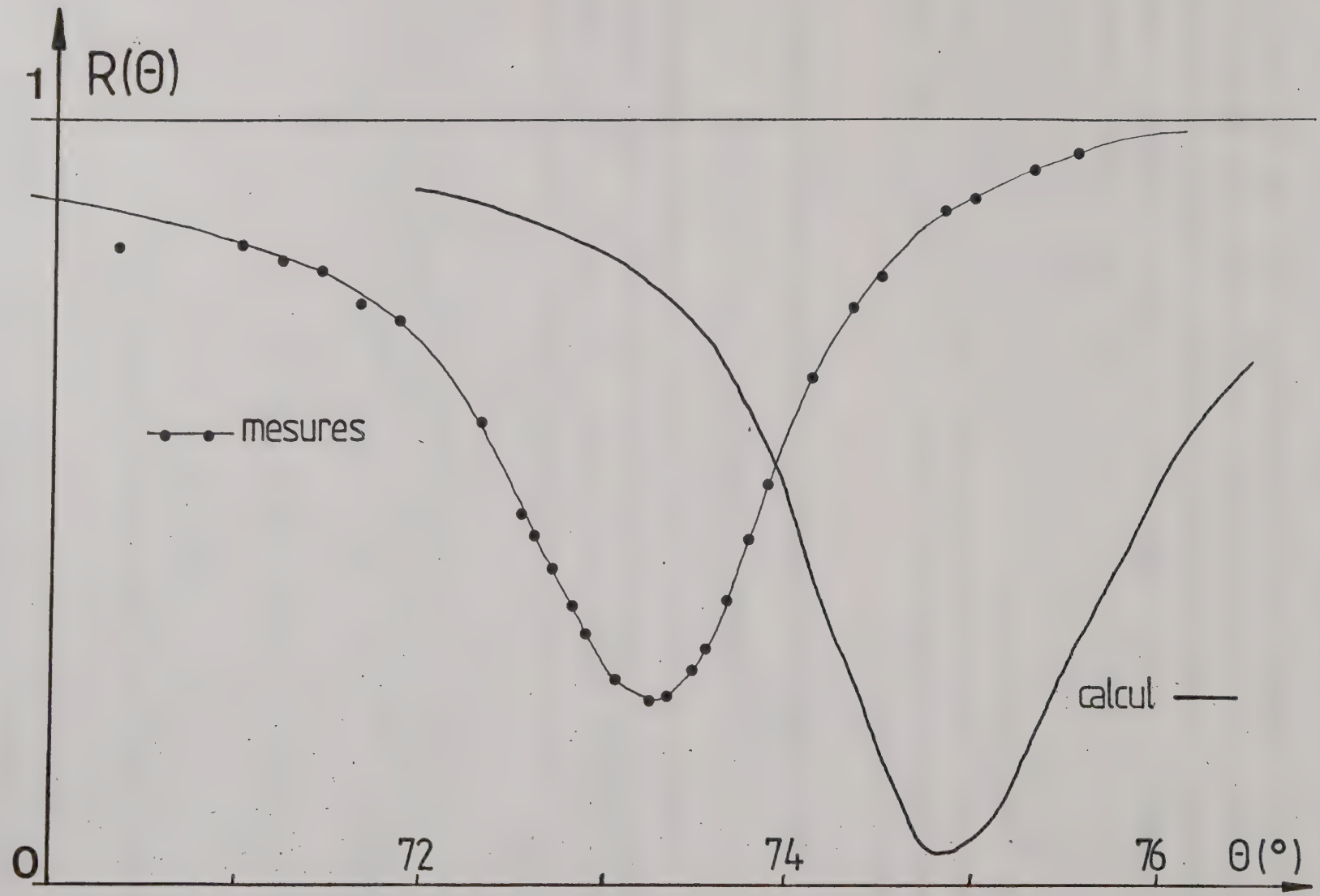


Figure 51 : Courbe donnant le facteur de réflexion de la structure expérimentale

L'angle pour lequel cette valeur est atteinte est égal à

$$\theta_0 = 73° 15' \pm 5'$$

la valeur théorique étant de 74° 50'.

La largeur à mi-hauteur $\ell_{\frac{1}{2}}$ est définie par la largeur angulaire séparant les deux valeurs de l'angle donnant au facteur de réflexion une valeur égale à $(1 + R_{min})/2$.

Nous avons mesuré

$$\ell_{\frac{1}{2}} = 1° 50' \pm 5'$$

Cette valeur doit être comparée avec la valeur relevée sur la courbe théorique $\ell_{\frac{1}{2}} = 1° 50'$.

On peut également obtenir une estimation de la largeur à mi-hauteur par la formule :

$$\ell_{\frac{1}{2}} = \frac{4\, k_a}{k^o_{//p}} \quad \text{tg}\, \theta$$

ce qui conduit à $\ell_{\frac{1}{2}} = 1° 50'$. La largeur à mi-hauteur mesurée est donc en excellent accord avec les prévisions.

Le décalage angulaire entre les minima des deux courbes peut provenir de l'utilisation dans les calculs d'un indice optique ou d'une épaisseur de couche ne correspondant pas rigoureusement à ceux de la structure expérimentale effective. Les diverses causes se superposent, mais la position du minimum est surtout sensible à l'indice du disulfure de carbone. Une surpression du liquide, où la présence d'impuretés en son sein pourraient alors suffire à provoquer le décalage enregistré.

Dans notre expérience, l'onde lumineuse incidente est convergente et non plane comme dans le calcul effectué. Le faisceau présente une ouverture angulaire que l'on peut évaluer à partir de l'angle de divergence à l'infini donné pour un faisceau gaussien par

$$\alpha = \frac{\lambda}{n \pi w_0}$$

Dans le cas de la lentille de focale 120 mm, cet angle vaut:

$$\alpha = 25'$$

ce qui correspond à une largeur angulaire totale du faisceau de 50'. Cette valeur n'est pas négligeable par rapport à la largeur à mi-hauteur $\ell_{\frac{1}{2}}$. Dans ces conditions, même à l'accord optimal, la totalité du faisceau ne remplit pas la condition d'excitation résonnante des plasmons de surface. Une partie de l'énergie du faisceau est alors réfléchie. La largeur angulaire du faisceau étant néanmoins inférieure àla largeur de la courbe de résonance, la réflexion présente encore un minimum prononcé.

Pour l'observation de la bistabilité, le décalage angulaire du minimum est un phénomène secondaire, dans le cas présent il s'agit même d'un facteur favorable dans la mesure où l'angle d'incidence est légèrement réduit.

La valeur élevée du minimum du facteur de réflexion entraîne une perte de sensibilité de 25 % par rapport aux évaluations théoriques du chapitre III dont on tiendra compte lors des comparaisons entre les expériences et la théorie.

V.2.2 - Mesures à forte intensité lumineuse

A partir de la courbe $R(\theta)$ mesurée (fig. 51), on peut évaluer la variation de température nécessaire pour obtenir le seuil de bistabilité. La pente au point d'inflexion vaut

$$\left.\frac{dR}{d\theta}\right|_{max} = 27,5$$

Cette valeur numérique et la formule (III.6) indiquent que la variation d'indice nécessaire pour atteindre le seuil de bistabilité est

$$\delta n = 1,7.10^{-2}$$

Il faut une variation de température d'environ 20°C pour provoquer une telle modification d'indice.

En fixant la température de régulation à 15°C, ce résultat prévoit l'apparition de la bistabilité pour une température de l'ordre de 35°C.

Il sera possible d'étudier les cycles de bistabilité au-dessus de ce seuil sans dépasser la température d'ébullition du disulfure de carbone (46°C).

Lors de l'étude précédente, on a considéré que la température restait inchangée au cours de l'exploration de la courbe. On observe maintenant les modifications de cette courbe, prise comme référence, lorsque la puissance incidente est plus élevée.

Pour une puissance du faisceau incident de 4 mW, la courbe $R(\theta)$ tracée sur la figure 52 montre un décalage angulaire de la position du minimum par rapport à la courbe précédente, égal à 32' $\pm$ 5'. Nous pouvons comparer ce décalage à la valeur théorique calculée à l'aide de la formule (III.12) reliant la différence de température obtenue à la puissance incidente.

Il faut au préalable noter que la valeur observée du minimum de réflectivité est, dans les deux cas, de 0,25, et que la symétrie de révolution supposée pour établir la formule (III.12) n'est pas respectée en raison de l'incidence oblique. La densité de puissance est moindre que sous incidence normale d'un facteur égal à la tangente de l'angle d'incidence.

La différence de température calculée est de 6,25°C, ce qui conduit à un écart angulaire théorique de 35' entre les deux minima.

Compte tenu du caractère approché des calculs, la concordance entre cette valeur et la valeur expérimentale est très bonne.

Pour des intensités supérieures, les modifications observées sont amplifiées. Si la puissance incidence vaut 10 mW, la pente de la courbe de résonance augmente sur l'un des flancs et diminue sur l'autre. La bistabilité apparaît pour une valeur de la puissance incidente de 21 mW, qui est la valeur la plus forte à laquelle nous avons travaillé. Les prévisions du chapitre III sont ainsi parfaitement confirmées. Cependant, nous avons observé que la valeur du minimum du facteur de réflexion croît avec la puissance. Parallèlement, le faisceau à la sortie du système n'a plus une structure gaussienne et sa divergence augmente au fur et à mesure que la puissance s'élève. Une variation brutale de la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau réfléchi peut être observée lors de la transition associée à la bistabilité.

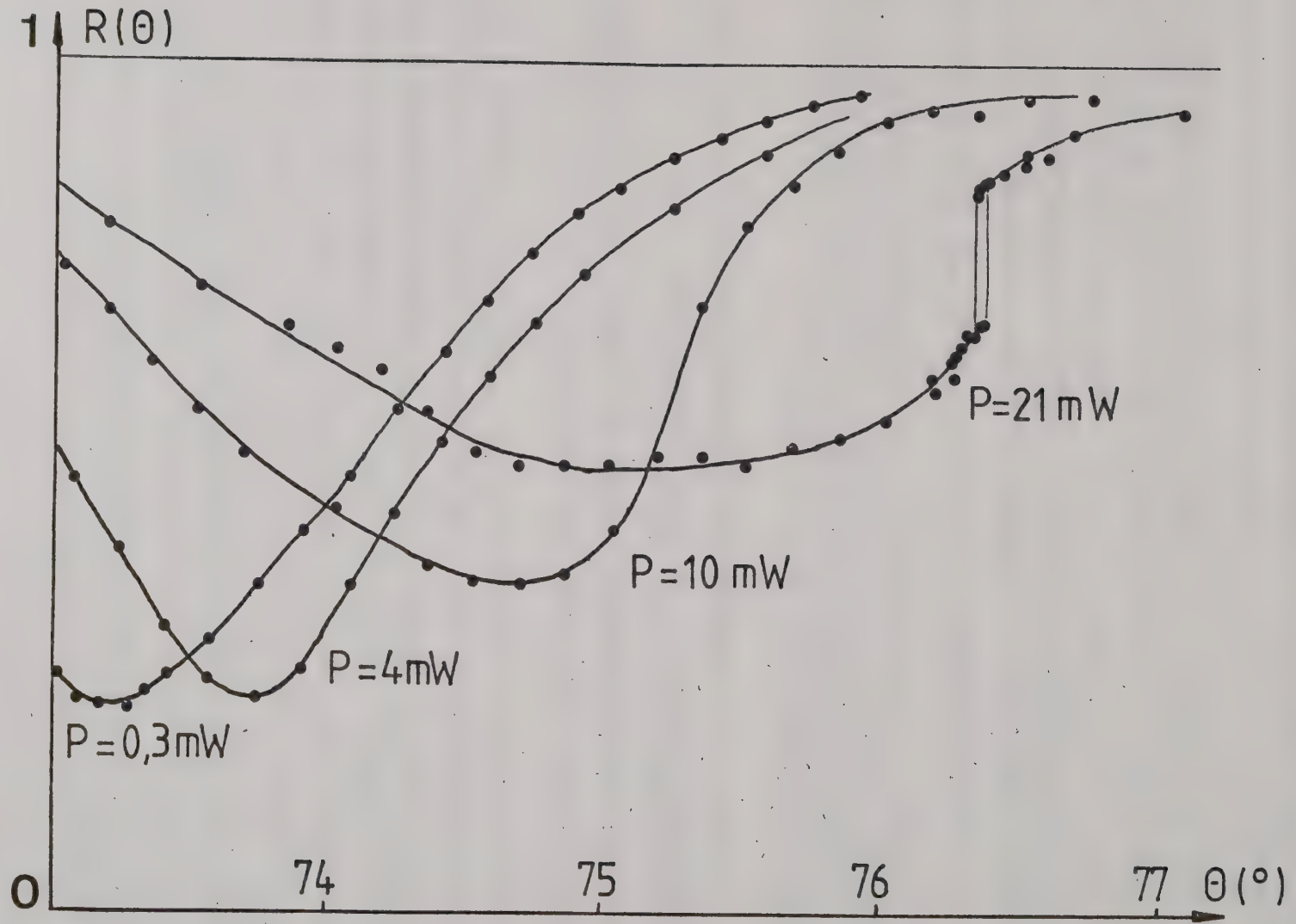


Figure 52 : Mesure de la réflectivité en fonction de l'angle pour quelques puissances incidentes

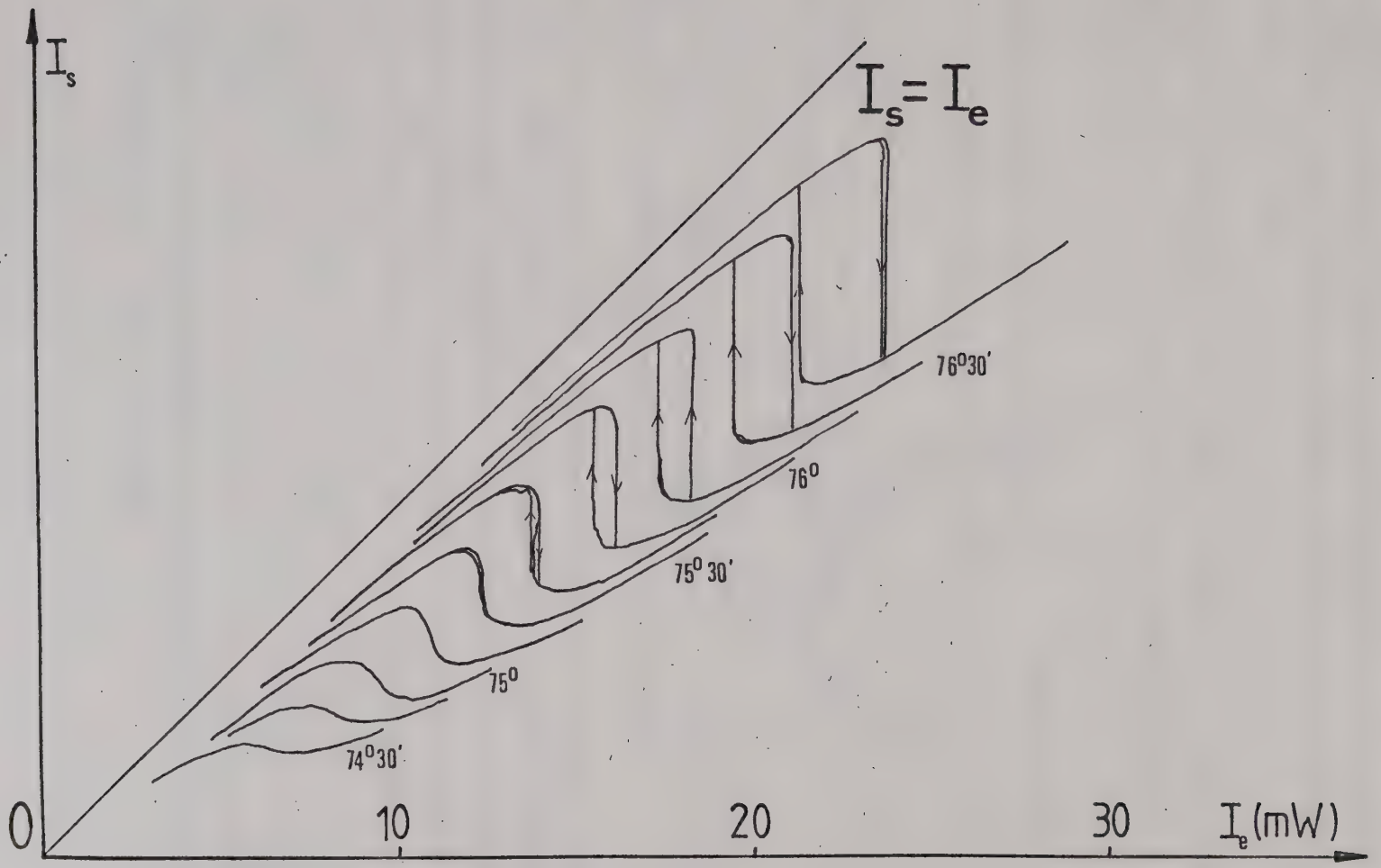


Figure 53 - Caractéristiques d'entrée-sortie du dispositif

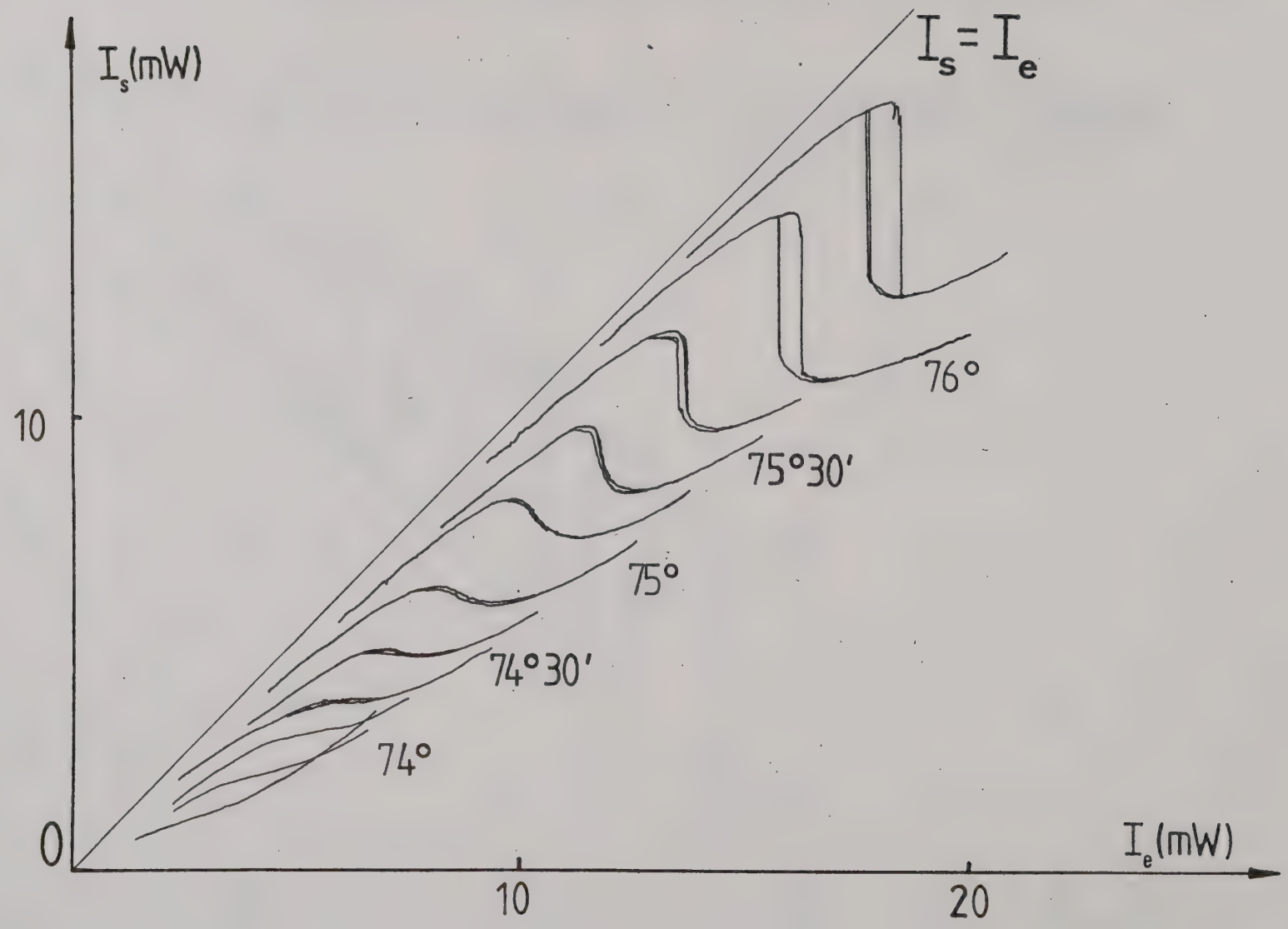


Figure 54 : Caractéristiques d'entrée-sortie du dispositif pour des angles faiblement écartés de la valeur θ_o donnant le minimum de réflectivité à faible puissance

C'est pour cette raison que, pour collecter dans tous les cas la totalité de l'intensité de sortie, on a utilisé une lentille et un détecteur de large surface dont le signal est indépendant de la structure du faisceau.

La largeur angulaire du cycle de bistabilité obtenue pour une puissance de 21 mW est très faible (3') et de l'ordre de grandeur de l'incertitude angulaire. Une étude de la bistabilité à partir de telles courbes est donc délicate. On peut uniquement prévoir que le seuil de puissance nécessaire à la bistabilité sera compris entre 10 et 20 mW.

Nous avons donc préféré nous placer à incidence fixe, en faisant varier l'intensité lumineuse, les variations étant assez lentes pour pouvoir considérer que le régime est stationnaire.

V.3 - Bistabilité optique en régime stationnaire

V.3.1 - Caractéristiques d'entrée-sortie

Le signal de la photodiode de sortie est enregistré, en fonction de celui de la photodiode d'entrée, sur les deux voies d'un enregistreur X Y, en modulant le faisceau à la fréquence minimale du générateur (1/1000 Hz).

Les caractéristiques d'entrée-sortie du dispositif sont représentées sur la figure 53 pour des angles d'incidence supérieurs à l'angle de 73° 15' pour lequel on obtient le minimum de réflectivité à faible puissance.

Toutes les caractéristiques présentent un point d'inflexion, pour une valeur de la puissance qui croît au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. La figure 54 montre le comportement de la pente au point d'inflexion pour les faibles décalages angulaires. Tout d'abord positive, elle s'inverse et devient négative. Au moment de l'inversion, le système présente toute une plage dans laquelle l'intensité d'entrée peut varier sans que l'intensité de sortie soit sensiblement modifiée. Le système peut donc fonctionner en régulateur. Lorsque l'angle d'incidence croît encore, la pente de la tangente au point d'inflexion s'accentue. Le système se comporte au voisinage de la puissance correspondante comme une triode optique, permettant d'amplifier de petits signaux. Le gain de cet amplificateur augmente avec l'angle d'incidence.

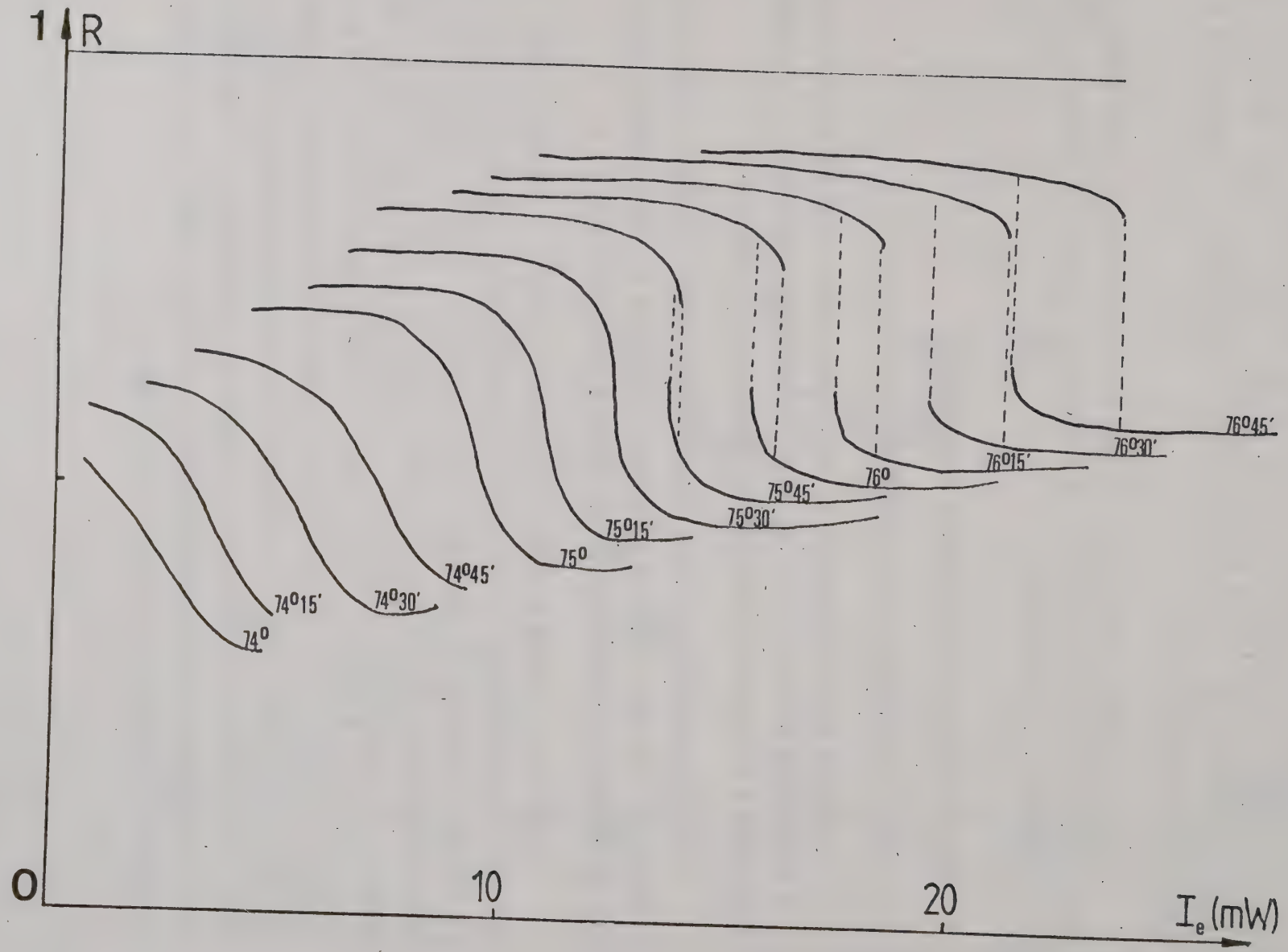


Figure 55 : Réflectivité du dispositif en fonction de la puissance incidente

Si, on continue à explorer vers les angles croissants, le système présente la caractéristique d'un système bistable optique. A l'extrémité supérieure de la plage de bistabilité, le système passe de l'état haut à l'état bas, et inversement à l'extrémité inférieure de cette même plage. Sur la figure 53, les flèches matérialisent le sens du parcours. La largeur du cycle d'hystérésis augmente avec l'angle d'incidence et simultanément la plage de bistabilité a lieu pour des intensités incidentes croissantes.

L'ensemble des propriétés précédentes était prévu par le modèle développé au chapitre III. Dans ce modèle, on définissait un angle critique et une intensité critique comme les valeurs seuil au-dessus desquelles on peut observer la bistabilité. Pour une excitation résonnante telle que la courbe de réflectivité présente un minimum de valeur 0,25 et une largeur à mi-hauteur de 1° 50', les valeurs calculées avec la formule (III.8), en appelant θ_0 l'angle donnant le minimum de réflectivité de faible puissance, sont :

$$\theta_c = \theta_0 + \delta\theta_c \qquad \text{avec} \quad \delta\theta_c = 2°\ 20'$$

et $I_{ec} = 12$ mW

A partir du réseau de courbes tracé sur la figure 53 , on peut évaluer le décalage angulaire critique :

$$2°\ 15' < \theta_c < 2°\ 30'$$

et l'intensité critique : $12 < I_{ec} < 13{,}5$ mW

L'accord avec le modèle est très satisfaisant.

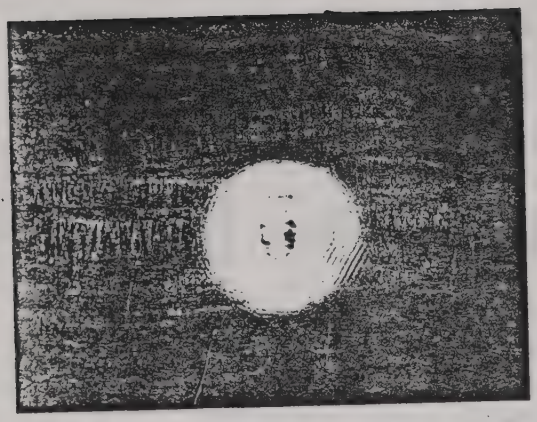
Dans le but de comparer plus précisément le modèle et les observations, on a tracé à partir des valeurs mesurées le facteur de réflexion en fonction de l'intensité incidente (fig. 55).

L'évolution de cette courbe avec l'angle d'incidence est conforme aux prévisions. Cependant, on observe encore que la valeur du minimum du facteur de réflexion n'est pas constante.

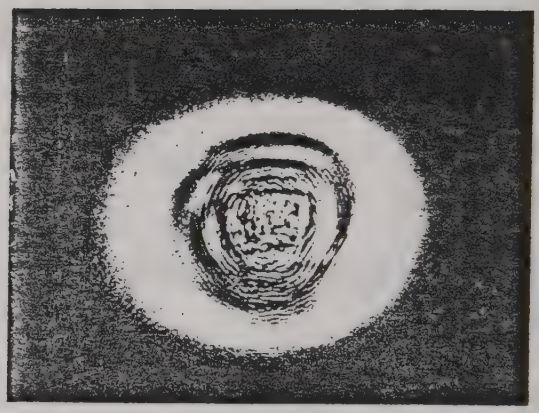
Les valeurs prises par le facteur de réflexion aux minima, correspondant à chaque angle d'incidence, s'inscrivent sur une courbe croissant à partir de la valeur R = 0,24 qui est celle du minimum à intensité très faible.

Figure 56 : Structure du faisceau réfléchi, loin de la lame réfléchissante, pour quelques puissances incidentes

a) P = 7 mW



B) P = 21 mW
Etat de forte réflexion



c) P = 21 mW
Etat de faible réflexion

d) P = 42 mW

Comme les grands angles correspondent aux grandes intensités, cette observation confirme celle déjà faite au paragraphe V.2 sur les courbes de réflectivité en fonction de l'angle. Il reste à expliquer cette évolution.

On a observé que, à forte intensité, la dispersion angulaire était accrue à la sortie du système. Cet effet correspond certainement, au niveau des couches minces, à une diminution de la fraction de l'énergie du faisceau incident qui est efficace pour exciter la résonance. En conséquence, le facteur de réflexion global est plus élevé.

A la lumière de cette explication, il faut considérer avec prudence l'accord excellent obtenu entre les valeurs théoriques et mesurées pour les grandeurs critiques, mais le bon accord général n'est pas remis en cause.

V.3.2 - Structure fine du faisceau de sortie

Nous allons montrer dans ce paragraphe que la répartition de l'intensité dans le faisceau émergent peut être expliquée par le caractère local de l'échauffement induit dans le liquide, sur le trajet du faisceau.

La répartition d'intensité dans la section du faisceau de sortie a été photographiée pour différentes puissances incidentes et les résultats sont montrés sur la figure 56. La photographie a) montre que la structure reste encore gaussienne pour des puissances incidentes moyennes (7mW), puis il apparaît progressivement une sous-structure consistant en un anneau lumineux extérieur et une modulation concentrique intérieure. Sur les photographies b) et c), prises pour 21 mW de puissance incidente mais pour chacun des deux niveaux de sortie, possibles, on remarque le changement important de diamètre du faisceau et la multiplication des franges. Mais cet effet n'est pas lié à l'existence de la bistabilité comme le montre la photographie d) prise pour 42 mW en dehors de toute zone d'excitation des plasmons de surface.

C'est la modification de l'indice dans la zone chauffée qui agit comme une lentille sur le faisceau. L'effet de cette lentille est complexe car ses dimensions sont de l'ordre de grandeur du diamètre du faisceau.

En raison des faibles variations d'indice mises en jeu, on peut considérer que seule la phase de l'onde gaussienne est affectée. Comme cette modification a lieu tout entière au voisinage de la tache focale, on suppose de plus que

la modification de phase sur le trajet d'un rayon lumineux peut être entièrement exprimée par un saut de phase se produisant dans le plan focal.

Alors, pour un faisceau gaussien de rayon b, la répartition de champs dans un plan quelconque orthogonal au faisceau peut se calculer à partir du principe de Huygens Fresnel qui, à grande distance, peut être approché par la relation :

$$E(\vec{r}) \propto \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i\frac{k_0}{2z}|\vec{r}-\vec{r_0}|^2} \; e^{-\frac{|\vec{r_0}|^2}{b^2}} \; e^{i\varphi(\vec{r_0})} \; d\vec{r_0}$$

$\vec{r}$ et $\vec{r_0}$ sont les coordonnées respectivement dans le plan d'observation et dans le plan focal et $\varphi(\vec{r_0})$ la différence de phase introduite par le gradient d'indice. $\varphi(\vec{r_0})$ varie de manière importante sur des distances de l'ordre de b et suivant une loi de variation proche de la répartition énergétique initiale. Supposons $\varphi(\vec{r_0}) = \varphi_0 \exp - |r_0|^2/a^2$ avec $a \sim b$.

En raison de la symétrie du problème, la répartition du champ suivant un rayon est proche de celle donnée par la même intégrale à une seule dimension.

On peut alors calculer cette intégrale par la méthode de la phase stationnaire qui consiste à sommer les contributions des points r_s annulant la dérivée de $g(r_0) = \varphi(r_0) + \frac{k}{2z}(r-r_0)^2$ soit

$$E(r) = \sum_{rs} \sqrt{\frac{2\pi}{|g'' r_s|}} \; e^{-\frac{r_s^2}{b^2} + i\left(\frac{\pi}{4}\mathrm{sg}\,(g''(r_s)) + \varphi(r_s) + \frac{k}{2z}(r_s - r)^2\right)}$$

pour les points tels que $\varphi'(r_0) = \frac{k}{z}(r-r_0) \sim \frac{kr}{z}$

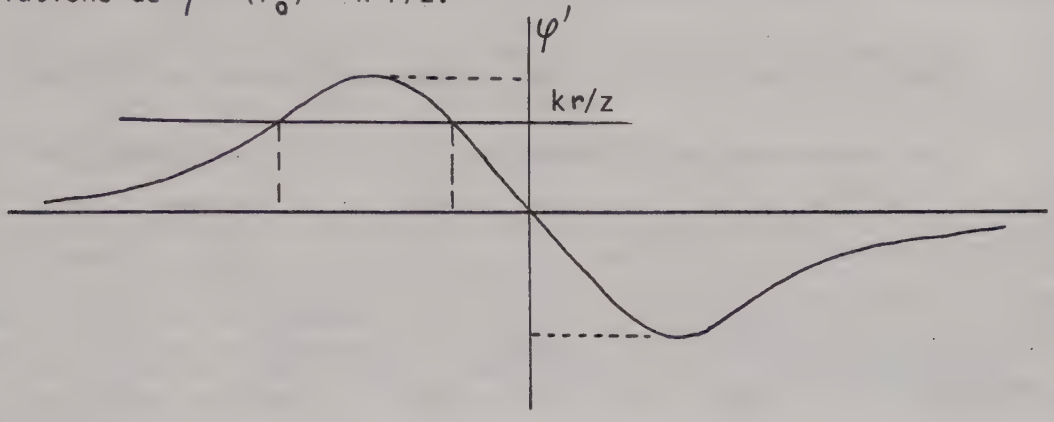
La valeur maximale de la dérivée limite l'extension spatiale du faisceau. Pour une gaussienne de largeur a, elle vaut $\sqrt{2}\,\varphi_0/a$. Or, la phase cumulée le long du trajet est approximativement :

$$\varphi_0 \simeq \frac{\delta n \; a \; 2\pi}{\lambda}$$

et l'extension latérale du faisceau est bornée : $-\sqrt{2}\,\delta n\, z < r < \sqrt{2}\,\delta n\, z$.

Pour la distance de soixante centimètres à laquelle ont été faites les observations, les diamètres des anneaux sont 1,8 cm et 4,7 cm, pour une puissance de 21 mW, respectivement dans les états haut et bas, 5,6 cm pour 42 mW. On en déduit les variations d'indice $1{,}1.10^{-2}$, $2{,}9.10^{-2}$, $3{,}4.10^{-2}$ qui sont de l'ordre de grandeur de la modification d'indice $1{,}7.10^{-2}$ nécessaire à obtenir la bistabilité mais la détermination est peu précise.

Entre les valeurs limites de la dimension du faisceau, deux valeurs sont solutions de $\varphi'(r_o) = k\, r/z$.



Le déphasage entre les deux solutions croît lorsque l'on approche du centre de la figure, tandis que les modules des deux contributions sont de plus en plus différents. On doit donc observer des franges dont le contraste diminue vers le centre, ce qui est effectivement le cas. Un interfrange correspond à un déphasage de 2π et il vaut 5,1 mm lorsque les franges sont le plus serrées. Cette valeur est approximativement vérifiée

La modification de la structure du faisceau est ainsi expliquée en prenant en compte le gradient d'indice à travers lequel se propage la lumière cohérente.

V.4 - Réponse temporelle

Dans le but de tester la rapidité du dispositif réalisé lorsqu'il fonctionne en bistable optique, nous avons observé l'évolution du signal lors d'une transition en limite de cycle. Nous avons aussi soumis le dispositif à une excitation lumineuse dépendante du temps.

V.4.1 - Temps de montée , temps de descente

La mesure de ces temps a été faite en se plaçant pour une intensité lumineuse incidente telle que l'on ait deux états stables nettement différenciés. On se rapproche alors le plus lentement possible de l'intensité pour laquelle la transition se produit en modifiant manuellement la tension de contrôle de la cellule de Pockels placée sur le faisceau du laser. La transition a ainsi lieu à intensité lumineuse incidente constante. Elle est observée en enregistrant le signal de sortie sur un oscilloscope à mémoire. La forme observée est exponentielle et les temps caractéristiques ont été mesurés sur chaque enregistrement.

Lorsque le signal passe d'un état de forte réflexion à un état de faible réflexion, le temps de descente mesuré est de l'ordre de 100 ms.

Pour la transition inverse, le temps de montée est 150 ms.

Les phénomènes physiques mis en jeu ne sont pas symétriques. Dans le premier cas, il faut laisser à la chaleur le temps de se propager à partir de la couche d'argent jusque dans le volume du CS_2. Dans le second, le temps pris en compte est celui nécessaire à l'évacuation de cette chaleur loin de la zone d'impact. La forme transitoire des répartitions spatiales de température, et donc d'indice, est alors différente et on conçoit que les deux temps ne sont pas identiques.

V.4.2 - Excitation périodique

On applique un signal alternatif sur la cellule de Pockels de manière à obtenir un signal lumineux ayant une modulation couvrant la plage de bistabilité. A faible fréquence, on peut tracer le cycle de bistabilité. Quand on augmente la fréquence, ce cycle se déforme pour disparaître dès que la fréquence dépasse 5 à 10 Hz.

Au-dessus de cette valeur, on a une courbe unique indépendante du sens de parcours et le facteur de réflexion est un facteur moyen dont la valeur est comprise entre les deux valeurs fournies par la courbe d'hystérésis tracée en régime stationnaire.

Les observations sont concordantes avec celles du paragraphe précédent et donnent pour fréquence limite 5 Hz.

Comparons cette valeur avec une limite théorique calculée en régime de pulsation ω. Dans le disulfure de carbone, l'équation de Fourier à une dimension s'écrit :

$$\lambda_0 \frac{\partial^2 \delta_T}{\partial z^2} + j\omega \rho_0 C_0 \delta_T = - w$$

et a pour solution de l'équation sans second membre

$$T = e^{-(1+j)\sqrt{\frac{\rho_0 C_0}{2\lambda_0}}\, z}$$

Si on prend comme critère d'observation du phénomène de bistabilité la nécessité d'avoir une température établie dans une zone de profondeur Z, la pulsation limite devient alors :

$$\omega = \frac{2\Lambda_o}{\rho_o C_o} \times \frac{1}{Z^2}$$

Si Z est supposé de l'ordre de grandeur du rayon du faisceau laser, alors $Z \simeq 17 \mu m$; on a d'autre part $\Lambda_o = 3{,}4.10^{-4}$ (cal/cm s) ; $\rho_o = 1{,}27$ g/cm^3 et $C_o = 0{,}24$ cal/g, la fréquence limite $\nu = \omega/2\pi$ vaut alors 130 Hz.

Ce résultat diffère de plus d'un ordre de grandeur du résultat expérimental. En raison de la rapide variation du résultat en fonction de la grandeur Z, la différence provient certainement de l'évaluation de la dimension de la zone dans laquelle le régime doit être établi pour que l'on puisse considérer qu'il y a stationnarité.

A partir de la formule et pour rendre compte du résultat de la mesure, on l'estime à 5 fois le rayon du faisceau, soit 85 μm.

Ce résultat est réaliste si on considère que la projection sous incidence oblique de la tache focale a un grand axe d'environ 130 μm.

Les observations expérimentales rapportées dans ce chapitre sont qualitativement en excellent accord avec les prévisions du modèle simple développé au chapitre III. L'accord quantitatif peut également être considéré comme satisfaisant en raison du caractère approché des évaluations numériques. La nature gaussienne du faisceau provoque des effets locaux non prévus par une théorie en onde plane. Ces effets ne remettent pas en cause le principe de la bistabilité mais affectent légèrement la sensibilité, et surtout la géométrie du faisceau émergent.

CONCLUSION

L'objectif de ce travail était de prouver la faisabilité d'un dispositif bistable optique utilisant l'excitation résonnante de plasmons de surface. Grâce au dispositif réalisé, nous avons observé, sur le faisceau réfléchi, le phénomène de bistabilité optique en faisant varier thermiquement l'indice du milieu dans lequel se propagent les faisceaux lumineux. Bien que l'onde excitatrice soit un faisceau gaussien convergent, nous avons observé un comportement général du dispositif qualitativement conforme aux prévisions d'un modèle simple établi sur la base d'une excitation par une onde plane modèle qui s'est donc révélé assez bien adapté à notre problème.

Le succès de ces expériences permet d'envisager le fonctionnement du dispositif en induisant des variations d'indice non plus par effet thermique mais par effet Kerr optique. On devrait ainsi obtenir un dispositif très rapide, mais qui nécessitera une densité de puissance lumineuse élevée. On peut l'estimer à environ 30 GW/cm^2; ce qui est compatible avec l'utilisation d'un laser à verre au néodyme délivrant des impulsions courtes.

Le principe de fonctionnement étant démontré, un développement réel de ce type de dispositif bistable sera probablement conditionné par la recherche de matériaux dont les non-linéarités soient élevées, en conservant des temps de relaxation très courts.

ANNEXE

CALCUL NUMERIQUE DU FACTEUR DE REFLEXION

La méthode utilisée est une méthode itérative quipermet de calculer de proche en proche le facteur de réflexion d'un système comportant un nombre quelconque de couches de différents milieux optiques. Les seules données nécessaires au calcul sont les constantes diélectriques et les épaisseurs des couches.

Principe :

On a établi au chapitre II que le facteur de réflexion $r_{1,2}$ d'une interface simple sur laquelle est incidente une onde transverse magnétique est

$$r_{1,2} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}$$

avec $\alpha_i = \dfrac{K_{\perp i}}{\varepsilon_i}$ $\quad i = 1,2$

On suppose connu le facteur de réflexion r_N pour un ensemble de N interfaces et on ajoute une nouvelle interface à la distance d, du côté des faisceaux incidents et réfléchi.

Les conditions de continuité sur cette interface s'écrivent :

$$C_{N+1}\ (1 + r_{N+1}) = C_N\ (e^{jK_{\perp N}d} + r_N\ e^{-jK_{\perp N}d})$$

$$\alpha_{N+1}\ C_{N+1}\ (1-r_{N+1}) = C_N\ (e^{jK_{\perp N}d} - r_N\ e^{-jK_{\perp N}d})\ \alpha_N$$

Soit

$$r_{N+1} = \frac{r_{N+1,N}\ e^{jK_{\perp N}d} + r_N\ e^{-jK_{\perp N}d}}{e^{jK_{\perp N}d} + r_N\ r_{N+1,N}\ e^{-jK_{\perp N}d}}$$

On peut donc calculer le facteur de réflexion $R = |r|^2$ pour une onde plane en fonction de l'angle θ d'incidence car :

$$k_{\perp i}^2 + k_{//}^2 = \varepsilon_i \frac{\omega^2}{c^2} \qquad \forall i$$

et $$k_{//}^2 = \varepsilon_e \frac{\omega^2}{c^2} \sin^2\theta$$

où ε_e est la constante diélectrique du milieu d'entrée.

Le programme est présenté ci-joint.

Il est aussi possible de faire varier ε_e à incidence fixe pour tracer des courbes R(n).

```
@FOR,ISO
FOR S 4R1    T -06/08/83-11:40:32
(FTN COMPATIBLE)
350   185

   MAIN PROGRAM

   STORAGE USED: CODE(1) 001656; DATA(0) 002037; BLANK COMMON(2) 000000

   EXTERNAL REFERENCES (BLOCK, NAME)

    0003   GRILLE
    0004   COUPHE
    0005   TIMTP$
    0006   ATAN2
    0007   NIOCB$
    0010   NWPCO$
    0011   FSCR$
    0012   NWPRT$
    0013   NSTOP$
    0014   SIN
    0015   COS
    0016   CSQRT
    0017   CDIV
    0020   CEXP
    0021   CABS
    0022   ASIN

   STORAGE ASSIGNMENT  (BLOCK, TYPE, RELATIVE LOCATION, NAME)

    0000    001466 1[illegible]F     0000    001470 102F      0000    001637 121D      0000    001645 125D      [illegible]
    0000    001660 134D     0000    001665 137D      0001    000042 146G      0000    001672 152D      0000    001676 15[illegible]
    0000    0017[illegible]2 175D     0000    0017[illegible]7 200D      0000    001474 203F      0000    0016[illegible]6 2[illegible]1[illegible]     0000    001516 2[illegible]2[illegible]
    0000    001714 2[illegible]3D     0000    001525 203F      0000    001545 204F      0000    001722 2[illegible]7D     0000    001565 2[illegible]7F
    0000    001575 208F     0000    001472 212F      0000    001604 212F      0000    001733 213D     0000    001733 [illegible]
    0000    001741 220D     0000    001620 220F      0001    000230 230G      0001    0016[illegible]7 346G     0001    001473 [illegible]
    0001    0015[illegible]7 53L      0001    001537 54L       0000 R 001464 APSUKP    0000 C 001373 [illegible]      0000 C [illegible]14[illegible]7 [illegible]
    0000 C 001371 BP1      0000 C 001405 BP2       0000 R 000015 COEF      0000 R 001455 CPEF     0000 R 001452 CT[illegible]
    0000 I 000014 DEG      0000 R 001461 DELTA     0000    001747 DYN[illegible]     0000    0017[illegible] DYN[illegible]    [illegible] 17[illegible] [illegible]
    0000 R 001341 D1       0000 R 001342 D2        0000 R 001463 EMERG     0000 R 001537 [illegible]    0000 R 001330 [illegible]
    0000 C 001357 HPF      0000 C 001351 HPJ       0000 C 001367 HP1       0000 C 0014[illegible]3 HP2      0000 I [illegible]14[illegible] I[illegible]
    0000 I 001344 II       0000 R 000010 INCID     0000 C 000034 J         0000 C 001347 KK       0000 C 00135[illegible] KZ[illegible]
    0000 C 0014[illegible]1 KZM2     0000 C 001355 KZPF      0000 C 001363 KZP1      0000 C 001377 KZP[illegible]    0000 I 001345 [illegible]
    0000 I 001346 MIN      0000 R 000011 MODREF    0000 R 000012 MODTRA    0000 R 000017 NF       0000 R [illegible] [illegible]
    0000 I 00134[illegible] NINC     0000 C 000000 N1        0000 C 000002 N2        0000 R 001343 [illegible]I[illegible]    0000 R [illegible]13 P[illegible]
    0000 R 001457 PHI      0000 R 001335 PI        0000 C 001443 R00       0000 C 001427 R01      0000 C 001451 R[illegible]
    0000 C 001441 RN5      0000 C 001425 RN1       0000 C 001445 RP0       0000 C 001431 RP1      0000 C [illegible]1415 R[illegible]
    0000 C 001435 R010     0000 C 001421 R011      0000 C 001411 R012      0000 C 001453 TRA      0000 C 001447 TT[illegible]
    0000 C 001455 TTGAMP   0000 C 001433 TT1       0000 C 001417 TT2       0000 C 001437 T[illegible]1[illegible]     0000 C [illegible]1423 T[illegible]
    0000 C 001413 T012     0000 C 001353 ZF        0000 C 001361 Z1        0000 C 001375 Z2


 00101       1*           IMPLICIT COMPLEX (B,K,H,R,T,Z)                           [illegible]
```

```
00103      2*          COMPLEX N1,N2
00104      3*          COMPLEX J
00105      4*          REAL N1,NF,INCID
00106      5*          REAL MODREF,MODTRA
00107      6*          REAL PAS
00110      7*          INTEGER DEG
00111      8*          DIMENSION COEF(120,6)
00112      9*          DATA J/(0.,1.)/
00114     10*          PI=4.*ATAN2(1.,1.)
00115     11*          ENRAD=PI/180.
00116     12*          ENDEG=180./PI
00117     13*          MINC=100
00120     14*          PAS=0.0005
00121     15*          READ 100,N1,D1
00125     16*          READ 100,N2,D2
00131     17*          READ 102,N1
00134     18*          READ 102,NF
00137     19*          READ 102,ORIG
00142     20*      100 FORMAT (3F10.4)
00143     21*      102 FORMAT (F10.6)
00144     22*      212 FORMAT (///////)
00145     23*          DO 3 II=1,6
00150     24*          CALL ECRIT
00151     25*          CALL BOUCLE
00152     26*          PRINT 212
00154     27*          D2=D2+0.01
00155     28*        3 CONTINUE
00157     29*          CALL TRACE
00160     30*          PRINT 212
00162     31*          STOP
00163     32*          SUBROUTINE ECRIT
00166     33*      200 FORMAT (10X,"INCIDENCE",15X,"MODREF",7X,"CREF",7X,"MODTRA",7X,
00166     34*         *"CTRA",7X,"PHASE",5X,"ABSORPTION",///)
00167     35*      202 FORMAT (" INDICE DU PREMIER MILIEU = ",F7.4,/)
00170     36*      203 FORMAT (" PREMIERE COUCHE : INDICE = (",F7.4,2X,F7.4,12X,")
00170     37*         *EPAISSEUR OPTIQUE = ",F9.4,/)
00171     38*      204 FORMAT (" DEUXIEME COUCHE : INDICE = ( ",F7.4,2X,F7.4,12X,")
00171     39*         *EPAISSEUR OPTIQUE = ",F9.4,/)
00172     40*      207 FORMAT (" INDICE DU DERNIER MILIEU = ",F7.4,///////)
00173     41*      208 FORMAT (" INCIDENCE ORIGINE =  ",F10.6,///)
00174     42*      212 FORMAT (///////)
00175     43*          PRINT 208,ORIG
00200     44*          PRINT 202,N1
00203     45*          PRINT 203,N1,D1
00207     46*          PRINT 204,N2,D2
00213     47*          PRINT 207,NF
00216     48*          PRINT 212
00220     49*          PRINT 200
00222     50*          RETURN
00223     51*          SUBROUTINE BOUCLE
00226     52*      201 FORMAT (3X,I2,1X,"DEGRES",2X,I2,1X,"MINUTES",7X,6(F9.4,3X))
00227     53*          DO 5 M=1,MINC
00232     54*          INCID=ORIG+(M-1)/8.
00233     55*          DEG=INT(INCID)
00234     56*          MIN=IFIX((INCID-DEG)*60.+0.1)
00235     57*          INCID=INCID*ENRAD
00236     58*          KX=CMPLX(N1*SIN(INCID),0.)
```

```
00237     59*          HP0=CMPLX(NI/COS(INCID),0.)
00240     60*          ZF=NF**2-KX**2
00241     61*          KZPF=CSQRT(ZF)
00242     62*          KZPF=CMPLX(REAL(KZPF),-ABS(AIMAG(KZPF)))
00243     63*          HPF=KZPF*(NF**2)/ZF
00244     64*          Z1=N1**2-KX**2
00245     65*          KZP1= CSQRT(Z1)
00246     66*          KZM1=-CSQRT(Z1)
00247     67*          KZM1=CMPLX(REAL(KZM1),+ABS(AIMAG(KZM1)))
00250     68*          KZP1=CMPLX(REAL(KZP1),-ABS(AIMAG(KZP1)))
00251     69*          HP1=KZP1*(N1**2)/Z1
00252     70*          BP1=CEXP(J*2.*PI*KZP1*D1)
00253     71*          BM1=CEXP(J*2.*PI*KZM1*D1)
00254     72*          Z2=N2**2-KX**2
00255     73*          KZP2= CSQRT(Z2)
00256     74*          KZM2=-CSQRT(Z2)
00257     75*          KZP2=CMPLX(REAL(KZP2),-ABS(AIMAG(KZP2)))
00260     76*          KZM2=CMPLX(REAL(KZM2),+ABS(AIMAG(KZM2)))
00261     77*          HP2=KZP2*(N2**2)/Z2
00262     78*          BP2=CEXP(J*2.*PI*KZP2*D2)
00263     79*          BM2=CEXP(J*2.*PI*KZM2*D2)
00264     80*          RC12=(HP2-HPF)/(HP2+HPF)
00265     81*          T012=1.+RC12
00266     82*          RR2=RC12
00267     83*          TT2=T012
00270     84*          RC11=(HP1-HP2)/(HP1+HP2)
00271     85*          T011=1.+RC11
00272     86*          RN1=RC11*BP2+RR2*BM2
00273     87*          RD1=BP2+RC11*RR2*BM2
00274     88*          RR1=RN1/RD1
00275     89*          TT1=(T011*TT2)/RD1
00276     90*          RC10=(HP0-HP1)/(HP0+HP1)
00277     91*          T010=1.+RC10
00300     92*          RN0=RC10*BP1+RR1*BM1
00301     93*          RD0=BP1+RC10*RR1*BM1
00302     94*          RR0=RN0/RD0
00303     95*          TT0=(T010*TT1)/RD0
00304     96*          REF=RR0*CONJG(RR0)
00305     97*          TRA=TT0*CONJG(TT0)
00306     98*          MODREF=CABS(RR0)
00307     99*          TT0AMP=TT0*COS(INCID)*NF*KZPF/ZF
00310    100*          MODTRA=CABS(TT0AMP)
00311    101*          PHI=ATAN2(AIMAG(RR0),REAL(RR0))
00312    102*          PHI=PHI*ENDEG
00313    103*          IF (PHI) 50,51,51
00316    104*     50   PHI=PHI+360.
00317    105*     51   CONTINUE
00320    106*          CREF=REAL(REF)
00321    107*          DELTA=NF-NI*SIN(INCID)
00322    108*          IF (DELTA) 52,52,53
00325    109*     52   CTRA=0.
00326    110*          GOTO 54
00327    111*     53   EMERG= ASIN(NI*SIN(INCID)/NF)
00330    112*          CTRA=REAL(TRA)*NF*COS(INCID)/COS(EMERG)/NI
00331    113*     54   CONTINUE
00332    114*          COEF(M,II)=CREF
00333    115*          ABSORP=1.-CREF-CTRA
```

```
00334     116*            INCID=INCID*ENDEG                                                     001542
00335     117*        5   CONTINUE                                                              001546
00337     118*            RETURN                                                                001546
00340     119*            SUBROUTINE TRACE                                                      001576
00343     120*      220 FORMAT (1H+,2X,F6.4,)                                                   001576
00344     121*            CALL GRILLE (0.,0.2,1.)                                               001576
00345     122*            DO 6 I=1,NINC                                                         001612
00350     123*            CALL COURBE (0,COEF(I,1),1H*,COEF(I,2),1H+,COEF(I,3),                 001617
00350     124*           *1H.,COEF(I,4),1H-,COEF(I,5),1H ,COEF(I,6),1HX)                        001617
00351     125*          6 CONTINUE                                                              001642
00353     126*            RETURN                                                                001642
00354     127*            END                                                                   001655

      END OF COMPILATION:        NO  DIAGNOSTICS.

@XQT
MAP 30R1 S74T11 06/08/83 11:41:01
P.S.I.

ADDRESS LIMITS     001000 003454      1325 IBANK WORDS DECIMAL
                   040000 044457      2352 DBANK WORDS DECIMAL
STARTING ADDRESS   001577

          SEGMENT $MAIN$          001000 003454     040000 044457

CREP$$CML                                                                 19 FEB 81    19:55:57
ERU*/SYS74R1                                                              27 DEC 78    17:30:50
CERU$/ORSAY                                                               25 SEP 81    17:03:50
NIOSYM$/ORSAY              $(1)    001000 001021                          23 JUN 76    17:07:35
CABS/INTERCEPT             $(1)    001022 001040    $(2)   040000 040000  07 SEP 81    19:40:13
                           $(7)    INFO-010-LC      $(6)   MOERO$
RESTAU/ORSAY               $(1)    001041 001060    $(0)   040001 040003  24 FEB 78    11:42:43
                                                    $(2)   040004 040013
CSQRT/INTERCEPT            $(1)    001061 001077    $(2)   040014 040014  07 SEP 81    19:40:32
                           $(7)    INFO-010-LC      $(6)   MOERO$
NIOU$/ORSAY1110            $(1)    001100 001247    $(2)   040015 040124  28 JUN 76    17:35:09
COURBE/ORSAY1110           $(1)    001250 001460    $(0)   040125 040130  24 FEB 78    11:29:48
                           $(037)  INFO-010-LC      $(2)   040131 040333
ASIN/INTERCEPT             $(1)    001461 001474    $(6)   MOERO$         07 SEP 81    19:40:13
                           $(7)    INFO-010-LC
CEXP/INTERCEPT             $(1)    001475 001513    $(2)   040334 040334  07 SEP 81    19:40:24
                           $(7)    INFO-010-LC      $(6)   MOERO$
SIN/INTERCEPT              $(1)    001514 001527    $(6)   MOERO$         07 SEP 81    19:41:04
                           $(7)    INFO-010-LC
COS/INTERCEPT              $(1)    001530 001543    $(6)   MOERO$         07 SEP 81    19:40:26
                           $(7)    INFO-010-LC
ATAN2/INTERCEPT            $(1)    001544 001557    $(6)   MOERO$         07 SEP 81    19:40:15
                           $(7)    INFO-010-LC
NTAP$/ORSAY                                         $(2)   040335 040361  23 SEP 74    18:47:45
CBEPFORV$/ORSAY                                                           13 JAN 76    19:49:37
N$0105(COMMONBLOCK)                                        040362 041364
```

```
NINTR$/ORSAY1110                                 $(0)   040365 040706      18 JUL 77   1[illegible]
                                                 $(2)   040707 042411
                                                 $(4)   [illegible]
                                                 $(5)   MOEPO$
MOEFO$(COMMONBLOCK)                                     042412 042417
CDIV/INTERCEPT           $(1)   001560 001576    $(2)   042420 042420      07 SEP 81   19:4[illegible]:22
                         $(7)   INFO-010-LC      $(6)   MOERO$
BLANK$COMMON(COMMONBLOCK)
NAME$                    $(1)   001577 003454    $(0)   042421 044457      08 JUN 83   11:41:[illegible]
                         $(3)   INFO-010-LC      $(2)   BLANK$COMMON


COMMON BANKS REFERENCED

  0400001  0400003  0400004  0400006
SYS$*RLIB$. LEVEL
END MAP.  ERRORS: 0  TIME: 10.329  STORAGE: 20321/0/043777/0114777
UNIVAC 1110 T1A/ORSAY-RE-ENT-LIBRARY
```

REFERENCES

1. A. SZOKE, V. DANEU, J. GOLDHAR, N.A. KURNIT,
Applied Physics Letters, 15 (11), 376, 1969.

2. J.W. AUSTIN, L.G. DESHASER
Journal of Optical Society of America, 61, 650, 1971.

3. E.S. PILLER,
Journal of Optical Society of America 61, 669, 1971.

4. S.L. McCALL, H.M. GIBBS, G.G. CHURCHILL, T.N.C. VENKATESAN,
Physical Review Letters, 36 (19), 1135, 1976.

5. V. BENZA, L.A. LUGIATO,
Z. Phys. B 35, 383, 1979.

6. V. BENZA, L.A. LUGIATO, P. MEYSTRE,
Optics Communications, 33 (1), 113, 1980.

7. L.A. LUGIATO, V. BENZA, L.M. NARDUCCI, J.D. FARINA,
Optics Communications 39 (6), 405, 1981.

8. A.E. KAPLAN, P. MEYSTRE,
Optics Communications 40 (3), 229, 1982.

9. J.H. MARBURGER, F.S. FELBER
Physical Review A, 17 (1), 335, 1978.

10. F.S. FELBER, J.H. MARBURGER,
Applied Physics Letters, 88 (12), 731, 1976.

11. T.N.C. VENKATESAN, S.L. Mc CALL
Applied Physics Letters, 30 (6), 282, 1977.

12. H.M. GIBBS, S.L. Mc CALL, T.N.C. VENKATESAN, A.C. GOSSARD, A. PASSNER, W. WIEGMANN,
Applied Physics Letters, 35 (6), 451, 1979.

13. D.A.B. MILLER, S.D. SMITH, A. JOHNSTON,
Applied Physics Letters, 35 (9), 658, 1979.

14. D.A.B. MILLER, D.S. CHEMLA, D.J. EILENBERGER, P.W. SMITH, A.C. GOSSARD, W.T. TSANG,
Applied Physics Letters 41, (8), 679, 1982.

15. P.W. SMITH, E.H. TURNER,
Applied Physics Letters, 30, 280, 1977.

16. H.M. GIBBS, F.A. HOPF, D.L. KAPLAN, R.L. SHOEMAKER,
Physical Review Letters 46 (7), 474, 1981.

17. K. IKEDA,
Optics Communications 30 (2), 257, 1979.

18. M. OKADA, K. TAKIZAWA,
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics QE-17 (10),2135, 1981.

19. P.W. SMITH, I.P. KAMINOW, P.J. MALONEY, L.W. STUTZ,
Applied Physics Letters, 34 (1), 62, 1979.

20. P.W. SMITH, I.P. KAMINOW, P.J. MALONEY, L.W. STUTZ,
Applied Physics Letters, 33 (1), 24, 1978.

21. H. ITO, Y. OGAWA, H. INABA
Electronics Letters 15 (10), 283, 1979.

22. A. SCHAPPNER, M. PAPUCHON, C. PUECH,
Optics Communications 29 (3), 364, 1979.

23. H. ITO, Y. OGAWA, K. MAKITA, H. INABA,
Electronics Letters 15 (24), 791, 1979.

24. S. TARUCHA, M. MINAKATA, J. NODA,
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics QE-17 (3), 321, 1981.

25. A. CARENCO, L. MENIGAUX,
Applied Physics Letters 37 (10), 880, 1980.

26. A.E. KAPLAN,
JETP 45 (5), 896, 1977.

27. P.W. SMITH, J.P. HERMANN, W.J. TOMLINSON, P.J. MALONEY,
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics QE-17 (3), 340, 1981.

28. J.E. BJORKHOLM, P.W. SMITH, W.J. TOMLINSON, A.E. KAPLAN
Optics Letters 6 (7), 345, 1981.

29. A.E. KAPLAN,
Optics Letters 6 (8), 360), 1981.

30. J.E. BJORKHOLM, P.W. SMITH, W.J. TOMLINSON,
I.E.E.E. Journal of quantum Electronics QE-18 (12), 2016, 1981.

31. D. SARID,
Applied Physics Letters 39 (11), 889, 1981.

32. G.I. STEGEMAN
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics QE-18 (10),1610, 1982.

33. P.MARTINOT, A. KOSTER, S. LAVAL, W. CARVALHO,
Applied Physics B 29, 172, 1982.

34. G.M. WYSIN, H.J. SIMON, R.T. DECK,
Optics Letters 6 (1), 30, 1981.

35. D. PINES,
Elementary Excitations in Solids,
W.A. BENJAMIN Inc., New York, 1964.

36. E. BURSTEIN
Proceedings of the First Taormina Research Conference on the Structures of Maters,
PERGAMON PRESS, Inc. N.Y., 1974.

37. J.C. DUDEK, thèse Orsay, 25.04.78.

38. A. OTTO,
Zeitschrift für Physik 216, 398, 1968.

39. Handbuch G. Mellin (1980).

40. M.J. MORAN, C.J. SHE, R.L. CARMEN,
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics QE 11, 259, 1975.

41. Handbook of Chemistry and Physics (34ème édition)

42. J. ETCHEPARE, G. GRILLON, R. ASTIER, J.L. MARTIN, C. BRUNEAU, A. ANTONETTI,
In Picosecond Phenomena III, SPRINGER VERLAG, 1982, p. 217.

43. W.J. FIRTH, E.M. WRIGHT,
Optics Communication 40 (3), 233, 1982.

44. J.V. MOLONEY, M.R. BELIC, H.M. GIBBS,
Optics Communication 41 (5), 379, 1982.

45. P.B. JOHNSON, R.W. CHRISTY
Physical Review B 6 (12), 4370, 1972.

46. H. KOGELNIK, T. LI,
Applied Optics 5 (10) 1550, 1966.

RESUME

Cette thèse présente la réalisation et l'étude d'un dispositif bistable optique mettant en jeu l'excitation de plasmons de surface par la méthode de la réflexion totale frustrée.

Le dispositif expérimental utilise les variations de l'indice de réfraction du disulfure de carbone, dans lequel se propagent les faisceaux incident et réfléchi. Ces variations résultent d'une élévation locale de température provoquée par l'excitation plus ou moins résonnante des plasmons de surface.

La bistabilité a été observée sur le faisceau réfléchi et les résultats sont conformes aux prévisions d'un modèle théorique. Ce même modèle montre que l'excitation résonnante de plasmons de surface doit permettre d'obtenir un dispositif bistable optique intrinsèque, ultrarapide, lorsque l'indice optique du disulfure de carbone est modifié par effet Kerr optique.

Mots clés :

Bistabilité optique
Plasmon de surface
A.T.R. → réflexion totale frustrée
Opto-électronique